

## RESEARCHES ON THE SINGING VOICE\*

by G. G. SACERDOTE

Istituto Elettrotecnico Nazionale, Turin, Italy

### Summary

Some recent methods of electroacoustical analysis are employed to study some parameters characteristic of the singing voice.

It is particularly interesting to study the vibrato, as element characteristic of the singing voice; the behaviour of the vibrato has been studied in the case of an emission accompanied by hearing of a given sound, in order to find out the effect of synchronization.

The singing of a choir has been examined also from a statistical point of view, by determining the autocorrelation function.

### Sommaire

On utilise certaines méthodes récentes d'étude électroacoustique pour déterminer quelques paramètres caractéristiques de la voix d'une personne qui chante.

A cet égard, l'étude du vibrato présente un intérêt particulier; le comportement de l'organe vibrant a été étudié dans le cas d'une émission accompagnée de l'audition d'un son donné, en vue de mettre en évidence l'effet de la synchronisation.

On a aussi examiné au point de vue statistique l'émission d'un chœur, pour déterminer la fonction d'autocorrélation.

### Zusammenfassung

Unter Verwendung neuerer elektroakustischer Analysiermethoden wurden einige für die Singstimme charakteristische Parameter, insbesondere beim Vibrato, untersucht. Dabei wurde das Verhalten eines Sängers, der beim Singen eines Vibratos zugleich einen gegebenen Schall anhört, beobachtet, um einen Synchronisationseffekt aufzufinden.

Weiter wurden die von einem Chor produzierten Schallvorgänge durch Ermittlung der Autokorrelationsfunktion nach statistischen Gesichtspunkten untersucht.

1. The electroacoustical analysis of the singing voice appears very interesting for the study of a phonetical phenomenon having peculiar characteristics. It is better to state immediately that such studies do not result in conclusions of aesthetic character, nor invade the field of art with technical data. Their scope is to examine the peculiarities of the mechanism of singing; if we include in the analysis voices of eminent artists, we can get data concerning singing in its highest artistic form.

The aspects of the singing voice that can be examined are the following:

- a) the sustained note, that is, of constant frequency and variable or constant intensity the attack and extinction of which are of interest. We analyse its timbre and amplitude and frequency vibrato, if it exists;
- b) the passage from one note to another (portamento, glissando, picchiettato);
- c) the relation between hearing and vocal emission: this is a wide subject, involving the mechanism of autoregulation of the voice.

Apart from this, the study of the singing voice may be attacked from different points of view: as the mechanism of vocal emission, as movement of the vocal chords, as a set of resonant cavities, related to the different kinds of emission ("registers"), as a study of breathing and as a measurement of the continuous emission of air related to voice production.

We consider this problem in its external aspects: we analyse the sound pressure produced by the singer, studying some of its characteristic elements.

In our researches electroacoustical methods are employed to analyse simple elements of a given fragment of song: from one point of view this problem is easier than the analysis of speech, as the analysis of singing may be limited to parameters well discerned and established.

Naturally, concrete results may be obtained only if analogous measurements are repeated with many subjects all singing the same fragment, for instance a passage from one note to another. This analysis is particularly interesting when the same fragment, sung by different celebrated artists, is either taken from records or directly from the singers: one can then

\* Paper read at the 2<sup>nd</sup> I.C.A. Congress, Cambridge, Mass., U.S.A., June 1956.



compare the differences and the similarities that may exist for such a case.

It is convenient to consider not only the voices of great singers, but also educated voices, voices of beginners and of subjects artistically uneducated.

2. The electroacoustical analysis is now made easier by the use of high quality recording, which gives absolutely true reproduction. By magnetic recording on a loop the phenomenon may be repeated over again for successive analyses.

It is a matter of importance to observe the amplitude, which may be represented on a logarithmic or on a linear scale of the sound pressure. These measurements make evident the amplitude modulation, which often accompanies sound emission, and make easy the study of particular elements, such as the behaviour of a falling-off note. As an example, Fig. 1 reports the sound pressure on a logarithmic scale as a function of time during a falling passage from "Manon Lescaut" by MASSENET, sung by TITO SCHIPA: the extraordinary amplitude decrease of more than 35 dB is clearly discernable. In the same figure this performance can be compared with that of another celebrated tenor (25 dB), and finally with the more irregular and less wide amplitude decrease of a less known professional singer.

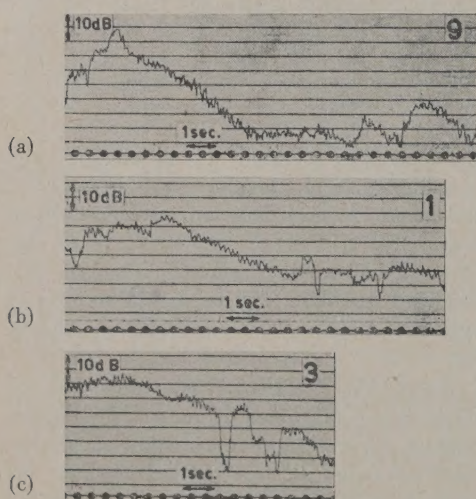


Fig. 1. Intensity of a falling-off note, sung by: (a) Tito Schipa; (b) Beniamino Gigli; (c) a common professional tenor.

As another example of the different vocal behaviour concerning the amplitude, Fig. 2 reports six vocal emissions of an A at 880 c/s, taken from "Tutto finì", in "Traviata" by VERDI. These diagrams show how the duration varies and how the different singers interpret the dynamics of intensity in quite different ways: the amplitude decreases in

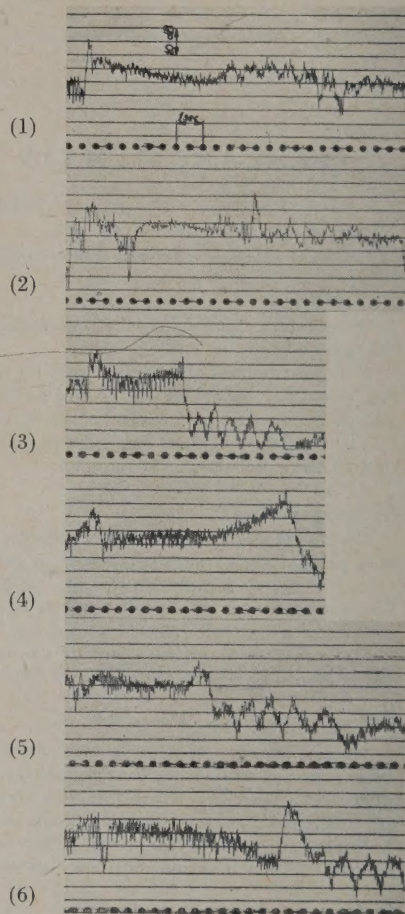


Fig. 2. Intensity of a sustained note, sung by six professional soprano.

diagram 1 and 6; in number 4 it increases clearly; the amplitude modulation is remarkable, and in diagram 3 is more than 10 dB, while in 2 is about 2 dB. All the pieces are due to celebrated singers, of which each one has her own artistic sensitivity, and produces the differences noted.

The same piece has been performed by four choir-trained female voices, that is by voices which have not reached the degree of perfection of the professional soloists, in spite of their musical education. In Fig. 3 is plotted the amplitude on a logarithmic scale. These are more uniform (excepting perhaps number 8).

The representation on a logarithmic scale is usual and is related to the phonometrical unities. However, a diagram on a linear scale may be convenient for the study of vocal emission and makes some aspects more evident. For example, in the case of the attack of the last sharp, a diagram on a linear scale may be convenient. As an example Figs. 4 and 5 show



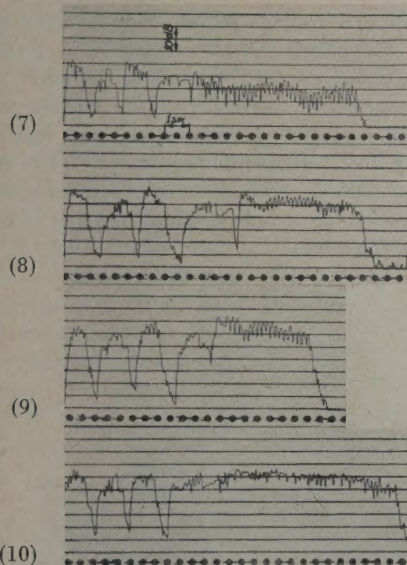


Fig. 3. Intensity of a sustained note, sung by four choir-soprani.

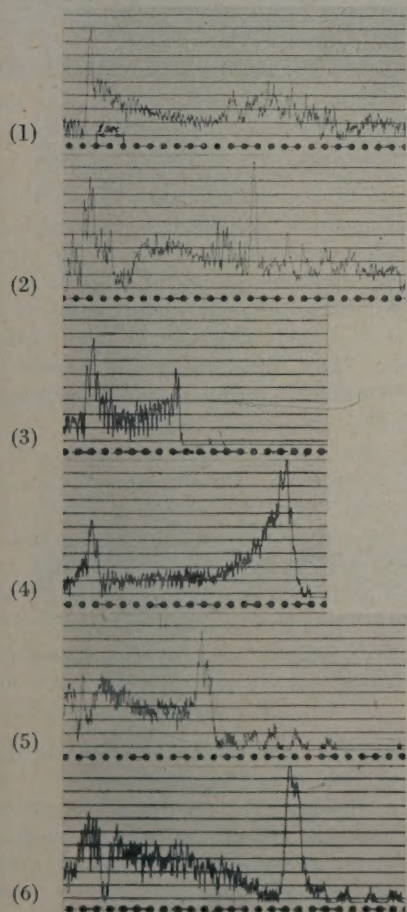


Fig. 4. Intensity on a linear scale of a sustained note, sung by six professional sopranis.

the same pieces of Figs. 2 and 3 on linear scale. The last plots make more evident the difference between the voices of professional singers and of choir girls.

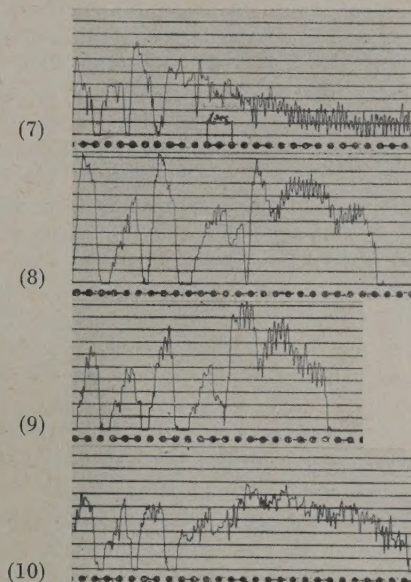


Fig. 5. Intensity on a linear scale of a sustained note, sung by four choir sopranis.

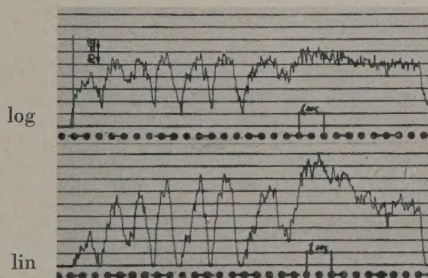


Fig. 6. Intensity of a sustained note, sung by a soprano choir, on a logarithmic and on a linear scale.

Fig. 6 reports the intensity of the same piece performed in unison by the four choir girls: later on we will consider some elements characteristic of choral production.

3. A characteristic of singing is the pitch of the fundamental note and its variations as a function of the time.

A number of methods may be employed for this study; in this paper the singing of a single note is considered, and the analysis concerns therefore a very narrow frequency band.

The devices employed for this analysis must have high sensitivity and quick response, so that they can follow even very small variations of pitch.



Two different methods have been employed for this study. The first device consists of a clipping stage followed by a selective circuit whose output is a function of the frequency only, not of the amplitude of the input. As it is not easy to prepare selective circuits tuned to every note, the system employs one circuit of high sensitivity, tuned to 5000 c/s (variations of 5 c/s are clearly evident). A carrier-suppressed modulator gives a side band at the frequency of 5000 c/s and the measurement is carried out on the apparatus at a fixed frequency. The results are photographically recorded on an oscillographic screen or by a high-speed level recorder.

The other method employed has the advantage of lacking inertia completely, and is analogous to one described by GRÜTZMACHER and LOTTERMOSER [1]. The microphone output is first filtered to give the pure fundamental, then amplitude-limited and transformed by clipping into square waves. By means of an integrating resistance and capacitance stage the square waves are transformed into saw-tooth. The height of these teeth is proportional to the time included between two nul points of the fundamental wave, and inversely proportional to its frequency (Fig. 7). The frequency is then measured by single periods and even little irregularities during the vocal emission become clearly evident.

The phenomenon is photographically recorded on an oscillograph screen.

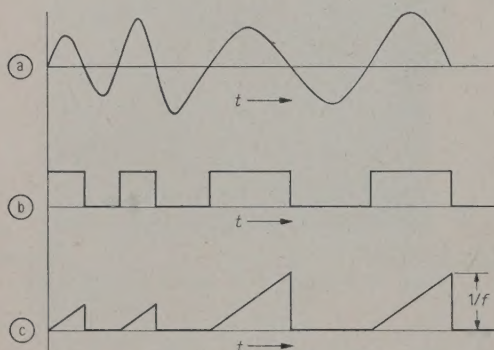


Fig. 7. Stages of an instantaneous frequency meter: (a) input wave; (b) clipped wave; (c) output wave.

4. Using the apparatus described the vibrato may be very accurately measured.

The vibrato is one of the most interesting elements in the mechanism of the singing voice, but may be found sometimes in speech or in the sounds of some musical instruments. Fundamental studies on this problem have been published by SEASHORE, who has made evident the importance of this attribute in the singing voice. SEASHORE [2] says "a good vibrato is a pulsation of pitch usually accom-

panied with synchronous pulsation of loudness and timbre of such extent and rate as to give a pleasing flexibility, tenderness and richness to the tone".

The characteristic variables of the vibrato are: the rhythm, expressed in cycles per second (usually about 6.5), intervals, semitones, or cents. The synchronous amplitude modulation is generally expressed in decibels. It is not possible to define simply the timbre variations.

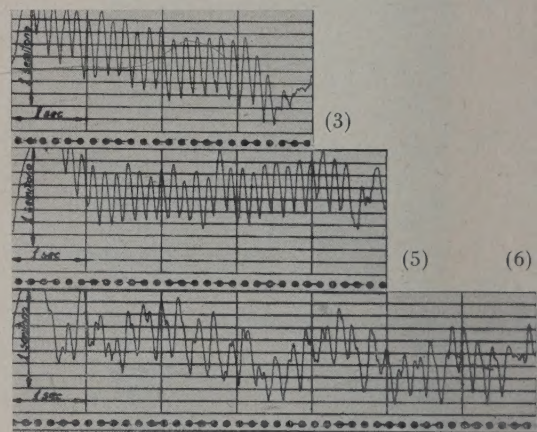


Fig. 8. Pitch vibrato of a sustained note, sung by three professional sopranis, recorded by a wovimeter.

Fig. 8 reports some characteristic vibrati recorded by the first apparatus described: it concerns the A (880 c/s) illustrated in Figs. 2 and 4. The figure concerns three different aspects of vibrato: in the first the pitch of the note goes slightly down, in the second it is remarkably stable, in the third example it oscillates. These diagrams make evident the rhythm, the amplitude variations and the regularity of the vibrato.

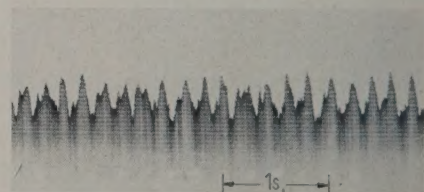


Fig. 9. Pitch vibrato of a sustained note, recorded by an instantaneous frequency meter.

Fig. 9 reports a fragment of vibrato photographically recorded on an oscillograph screen.

An interesting question is the phase relation between the frequency and the amplitude modulations occurring in the vibrato. We note that the first is generally very regular, the latter not.

To examine this relation we have photographed the two modulations simultaneously on a double



beam oscillograph screen. The frequency modulation is revealed by the first apparatus described. For the amplitude a detector has been employed with very low time constant.

From a number of performances it has been observed that for the A at 880 c/s in the singing of professional singers there is a difference of phase of 180 degrees between the two modulations; that is, the intensity increase is accompanied by a frequency decrease. Other subjects, educated voices of mean artistic value, show the opposite, that is, a phase agreement of the two modulations (the intensity increase is accompanied by a frequency increase). We never found any other phase difference: Fig. 10 reports an example of the two different behaviours.

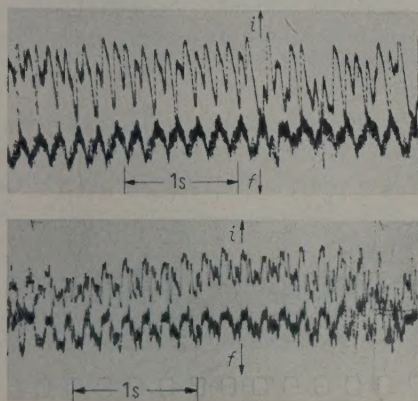


Fig. 10. Phase relation between pitch and amplitude vibrato of a sustained note, sung by (a) a professional soprano, (b) a choir soprano.

On this same question the opinion of SHOEN [3] is that the correlation between the two parameters is always positive (1924). The oscillographic records of STANLEY [4] also show the same correlation, as the points of greater intensity correspond to higher pitch of the fundamental. On the contrary, WEISS [5] deduced that an increase of intensity corresponds to a pitch decrease: on the basis of this result WEISS [5] tries to explain the phenomenon from a physical point of view. Employing the same method of analysis, we have found that the two occurrences are possible.

5. The vibrato is an element of beauty of singing: a note without vibrato "sounds dead and is lacking in ring, vibrancy and beauty". The vibrato is not sensed by the ear as a proper pitch modulation except when it is extremely broad and its intensity is particularly high. The most important property of the vibrato is its regularity. Some authors think it is produced by a rhythmic and disconti-

nuous flow of breath. The rhythm is due to the muscle system employed to generate the pitch, that is muscles of the thorax, of the pharynx and of the larynx.

In producing the vibrato, a variation of timbre is generated whose aspects is different according to the reciprocal position of the frequencies emitted and of the position of resonance of the mouth resonators. One easily observes that during the phase of pitch increase of the vibrato the components below the resonance are accentuated, while the frequencies above the resonance decrease in intensity. The visible speech clearly demonstrates this phenomenon, as Fig. 11 shows. It is believed that during the vibrato the mouth resonators do not move and the only variation is produced in the emitted breath. The rhythm of vibration of the vocal chords varies periodically in accordance with it.

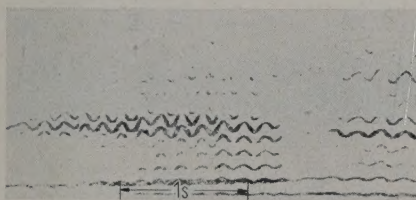


Fig. 11. Vibrato of a note recorded by a visible speech device.

The tremolo, on the contrary, is due to periodical variations of the mouth cavities, and probably to fluctuations of the epiglottis.

6. FOURNIER [6] has formulated the hypothesis that the vibrato is a means of automatic regulation: in accordance with the point of view of cybernetics one admits that to any event another corresponds, whose task is purely informative. This represents a reactive circuit. The voice is almost exclusively controlled by the ear: from this two consequences may be derived: first that the reactive circuit of the voice goes through an external medium and may be affected by it (as an example, by the reverberation time); second that the efficiency of this circuit is affected by the discriminating capacity of the ear.

To confirm this opinion the author remembers what has been published about the time of delayed speech feedback, which seems to be about 0.15 seconds, that is corresponding exactly to a frequency of 6.6 c/s. The vibrato could not be slower nor swifter, as in this case one has to consider the effects of the hearing persistence, which VON BÉKÉSY has established is about 1/7 s. If the vibrato was slower it could be sensed as a disagreeable tremolo.

To investigate the mechanism of the vibrato it is interesting to find out the relation between the hear-



ing and the vocal emission. For this scope the subject, a soprano, has been invited to sing in unison with a sound she hears through earphones: the intensity has to be elevated so as to mask what the subject hears internally. In addition, the sound sent by earphones allows the microphone to receive only the voice of the singer.

If the earphones send a pure tone to the subject, she sings a regular note, the vibrato of which presents no irregularities. If the sound of the earphones has some variations, one can investigate the reaction of the subject. For instance, it is interesting to follow the pitch variations of the subject when the pitch of the sound of the earphones changes periodically and slowly (at the rhythm of a few seconds). One can try even an unspecified sound, e.g. a white noise filtered by a selective circuit, the

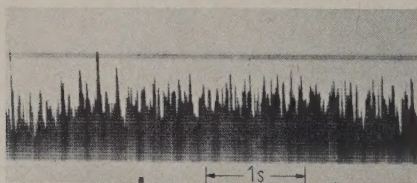


Fig. 12. Pitch vibrato of a sustained note sung by a subject hearing a filtered white noise.

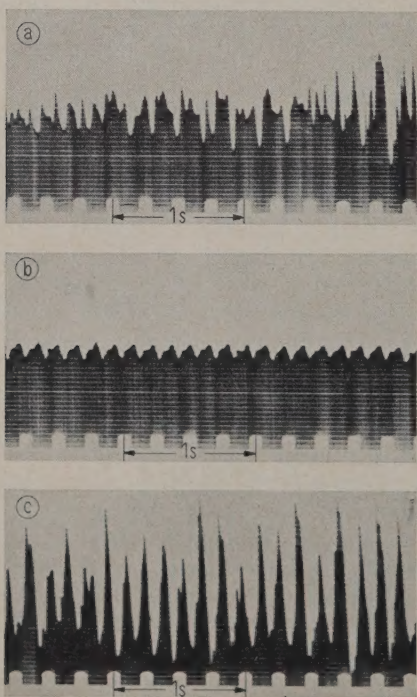


Fig. 13. Pitch vibrato of a note sung by a subject hearing a frequency modulated sound: (a) natural vibrato of the singer; (b) frequency modulated sound; (c) pitch vibrato of a sustained note sung by a subject hearing (b).

output of which is a sound whose pitch varies randomly about an intermediate value.

It has been found that with such a sound in her ear the singer produces a tone with a less regular and more broad vibrato (Fig. 12).

Experiments have been made sending a frequency modulated tone through the earphones, first with the same rhythm as the natural vibrato, then with a slightly different rhythm. In both cases the phenomenon of synchronization has been observed to be evident (Fig. 13).

If the modulating rhythm becomes too different from the natural one, then the singer is confused about the tone, and tries to sing independently of what she hears.

7. The last experiment we describe concerns a new interesting question: the analysis of choral voice. The measurements have been carried out with a monodic women's choir, singing a single note in unison.

The vibrato has the fundamental rhythm. This demonstrates how this is evident in a choir voice (Fig. 14), independently of the individual voices.

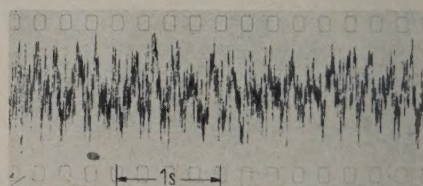


Fig. 14. Pitch vibrato of a soprano choir.

Fig. 15 reports the analysis of the pitch of a monodic choir of about 15 men, singing plainsong. The method employed for this analysis is that of GRÜTZMACHER.

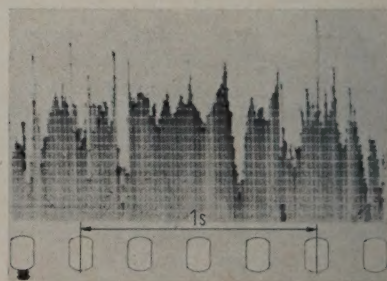


Fig. 15. Sustained note sung by a male choir: pitch vibrato record.

Perhaps the rhythm of the vibrato for the choir may be explained by the synchronization phenomenon which has been observed before. From the point of view of hearing, more elements must be kept in



mind in the case of a choir: the fusion of the timbres and the possibility that only a few subjects have the elevated harmonics, which are sensed as in the case of single voices.

It must be remembered that in the case of simultaneous sources, sounding a number of tones of nearly the same frequency, the ear senses the resulting tone as having a pitch which is an approximate mean of the two extremes.

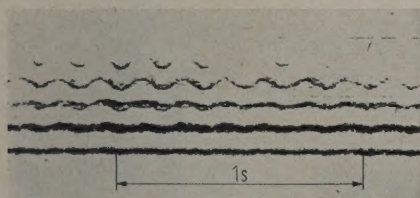


Fig. 16. Soprano choir recorded by a visible speech device.

For these researches the analysis by visible speech may be very useful: Fig. 16 reports the analysis of a fragment of song by a female choir, which has an evident vibrato, but less pure than with single

voices. Other elements affect the hearing of a choir; that is how the sound sources are distributed in space, every source corresponding to one element of the choir, and the acoustical properties of the hall where the choir is performing. A picture of the effect of the surroundings on the choir is given by the analysis of a fragment sung by a single subject first in an absorbent surrounding, then in a reverberant room (time of reverberation 5 s): the analysis of its pitch by the method of GRÜTZMACHER gives the results reported in Fig. 17.

8. Some questions about phonetics may be considered from a statistical point of view: this may be very useful especially for problems concerning the choir.

With a choir of a number of subjects singing in unison, the resulting sound pressure is the sum due to various sources, each one both frequency and amplitude modulated and not perfectly in unison with the remaining sources. The peculiar characteristic of a monodic choir (we consider only this simple case, leaving out of account the polyphonic choir) is the fusion of various timbres and the less defined stability of the pitch. In the choir, as for a single voice, the vibrato is an element of beauty: probably the aesthetic quality of a choir consists of the compromise of fusion and discrimination of the pitch, of the timbres, of the intensity of different voices.

For a choir the component of sound pressure at a given frequency may be correlated with the frequency itself. The diagram of the pressure as a function of frequency consists of many little squares, each one corresponding to one frequency band for a given pressure interval. The diagram gives the percent of the time during which each square is occupied.

The diagram can be automatically recorded by a photographic method: Fig. 18 reports some results of this analysis. The diagrams make evident the pitch dispersion of a choir or of the vibrato of a single singer. Obviously in these diagrams the frequencies of analysis must be very near each other.

9. Another statistical method is autocorrelation, which seems to be very useful for these studies. The  $\varphi(\tau)$  is the autocorrelation function of the  $f(t)$ , sound pressure as a function of the time. If  $f(t)$  is a periodical function, with a specified period, even the autocorrelation function is periodical. On the contrary, if  $f(t)$  is not perfectly periodical, but has a period oscillating about an intermediate value within a given interval, the autocorrelation function becomes a periodical damped function. The more uncertain is the period of  $f(t)$ , the swifter is the damping of  $\varphi(\tau)$ .

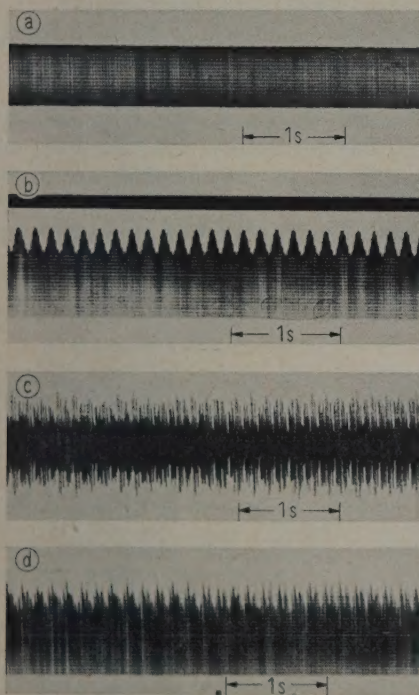


Fig. 17. Effect of the surroundings: (a) oscillographic record of the intensity of a frequency modulated sound emitted in a dead room; (b) frequency of the same sound; (c) oscillographic record of the intensity of the same sound emitted in a reverberant room; (d) frequency of the sound (c).



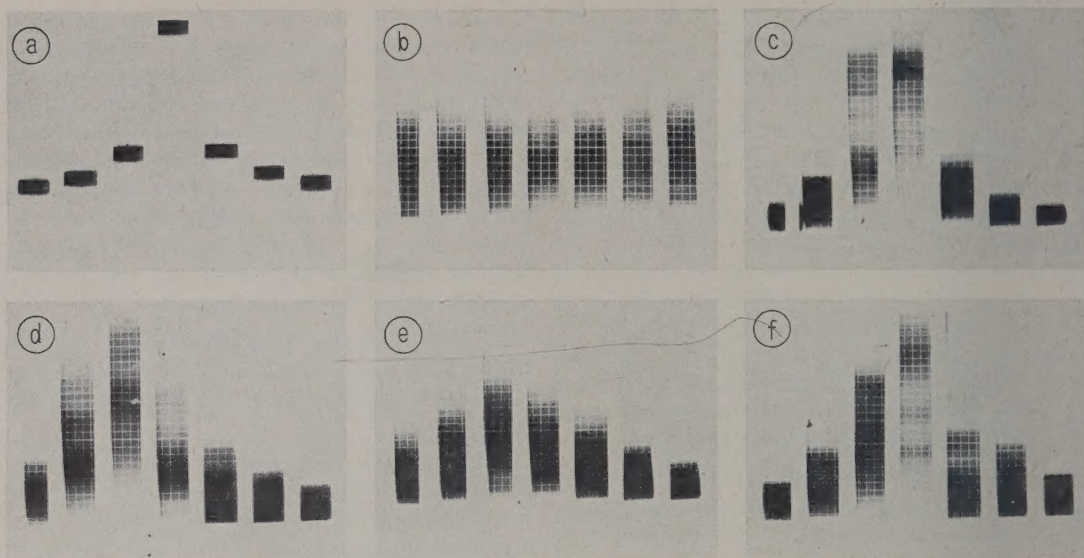


Fig. 18. Statistical distribution of the intensity of: (a) a pure tone; (b) a white noise; (c) a sustained note; (d) a sustained note sung by a subject hearing a filtered white noise; (e) a choir of soprani; (f) professional soprano n. 1.

An example of this proceeding has been realized with the autocorrelation function of a choir of four soprani, singing in unison an A at 880 c/s. Fig. 19 reports the behaviour of this function calculated by an autocorrelator with electrical delay line and electronic multiplier and integrating stage.

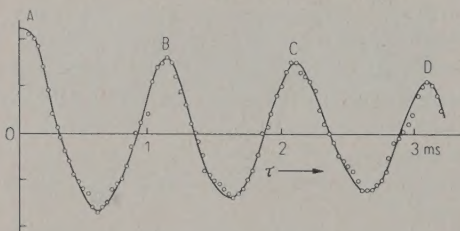


Fig. 19. Autocorrelation function of a note sung by a soprano choir.

To give the meaning of this result, we remember that for a white noise filtered by a resonant circuit of frequency  $f_0$ , having a band  $\Delta/f_0$  wide, the autocorrelation function is

$$\varphi(\tau) = e^{-\pi \Delta \tau} \cos 2\pi f_0 \tau.$$

From Fig. 19 one deduces that the successive maximum, for  $f_0 \tau = k$  are

$$\varphi_k(\tau) = e^{-\pi \Delta (k/f_0)}$$

and the value of  $\Delta$  is

$$\log \varphi_k = -1.362 k (\Delta/f_0).$$

The calculation referred to the choir data gives a value of  $\Delta/f_0 = 0.073$ , that is 1.3 tempered semi-tones.

The autocorrelation methods have been demonstrated to be particularly useful for studying how the frequencies are distributed from a statistical point of view and can give a complete table of their spectrum, employing the Wiener transformation.

(Received 14<sup>th</sup> June 1956.)

## References

- [1] GRÜTZMACHER, M. and LOTTERMOSER, W., Über ein Verfahren zur trägheitsfreien Aufzeichnung von Melodiekurven. *Akust. Z.* **2** [1937], 242–256.
- [2] SEASHORE, C. E., *Psychology of music*. McGraw-Hill Book Co., New York 1938.
- [3] SCHOEN, M., *An experimental study of the pitch factor in artistic singing*. University of Iowa Studies in Psychology. VIII, 1924.
- [4] STANLEY, D., *The science of voice*. Carl Fischer, New York 1932.
- [5] WEISS, D. A., Untersuchungen über das Vibrato. *Wiener Med. Wochenschr.* **80** [1930], 35.
- [6] FOURNIER, I. E., *L'acoustique musicale. La voix*. Maloine, Paris 1953.



# NOUVELLES RECHERCHES SUR LES THÉÂTRES EN PLEIN AIR\*

par F. CANAC

Directeur du Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes de Marseille

## Sommaire

Les salles à parois verticales et réfléchissantes et à ciel ouvert (cours plus ou moins fermées, théâtres antiques, etc.) jouissent d'une acoustique remarquable qui peut s'expliquer par des études géométriques, des essais sur maquette et des mesures directes dans des théâtres en plein air. On montre que la technique de construction de ces salles peut finalement se résumer ainsi: conserver les premières réflexions et éliminer les autres.

## Zusammenfassung

Räume, die vertikale reflektierende Begrenzungen aufweisen und nach oben hin offen sind (mehr oder weniger geschlossene Höfe, antike Theater usw.), haben bemerkenswerte akustische Eigenschaften, die sich durch geometrische Überlegungen oder Messungen am Modell bzw. am Freilichttheater selbst deuten lassen. Es wird gezeigt, daß für den Bau solcher Räume im wesentlichen folgende Gesichtspunkte zu berücksichtigen sind: Erhaltung der Primärreflexionen und Vermeidung weiterer Reflexionen.

## Summary

Halls with vertical reflecting walls open to the sky (e. g. a court, classical theatre, etc.) show remarkable acoustic properties, which can be explained on the ray theory or by trials in models or in the open-air theatres. The technique of the construction of such halls can finally be summarised thus: keep the first reflections and eliminate the multiple ones!

## Introduction

L'acoustique souvent remarquable des théâtres en plein air dont le toit est absent et dont les parois sont des murs verticaux qui sont au contraire parfaitement réfléchissants (cours plus ou moins bien fermés, théâtres antiques, etc.) peut s'expliquer par les considérations suivantes:

1. D'abord ce n'est pas l'intensité de la parole qui est le facteur le plus important. Si, bien évidemment, il est nécessaire d'entendre, il faut avant tout comprendre. L'oreille s'adapte aux intensités. Par contre elle est gênée par les bruits parasites qu'ils proviennent de bruits extérieurs ou du chevauchement des syllabes.

2. La durée d'émission d'une syllabe est voisine de 2/10 de seconde (5 syllabes par seconde). Il faut donc qu'après cet intervalle le son ait suffisamment baissé pour n'être plus gênant. On peut admettre avec HAAS qu'une baisse de 8 à 10 db ne cause qu'une gêne de 10% (acceptable).

3. Ce sont les consonnes qui constituent l'armature du discours. Leur émission très courte (5/100 à 7/100 s) voisine de 1/20 s peut sans inconvénient être un peu prolongée (bonne articulation de l'orateur, juxtaposition de quelques échos rapides).

Nous allons montrer que les salles de spectacle closes mais à ciel ouvert satisfont à ces diverses conditions.

En effet, les «rayons sonores» qui arrivent aux oreilles des auditeurs après réflexion sur les murs verticaux sont relativement intenses, les parois ne les absorbant pas. Par contre ceux qui arriveraient ensuite après réflexion sur le plafond horizontal sont supprimés. Il s'en suit qu'au début de la réverbération celle-ci est relativement plus forte qu'après. On peut montrer cela pour quelques salles de formes simples:

1. par une étude géométrique de la répartition des échos,
2. par une mesure sur maquette de la réverbération en utilisant les ultrasons,
3. par une mesure directe dans des théâtres en plein air.

## 1. Étude géométrique

Pour comprendre ce qui se passe, il est commode de se placer d'abord dans le cas simple d'une salle cubique (coté = 1) en supposant même en premier lieu que source et auditeur sont placés au Centre.

Les images de la source données par toutes les réflexions sont aux noeuds d'un réseau cubique de «maille» égale à celle de la salle initiale envisagée. Les noeuds, également distants du centre, tels que

\* Communication présentée au 2<sup>me</sup> Congrès International d'Acoustique, Cambridge, Mass., États Unis, Juin 1956.



la somme des carrés de leur coordonnées ( $p, q, r$ ) est constante et égale à  $d^2$ , peuvent être considérés comme des sources dont les sons sont reçus au centre au bout du même temps  $t = d/v$  ( $v$  = vitesse du son).

Le nombre  $N$  de tels points est donné par le Tableau I indiquant toutes les combinaisons possibles des valeurs de  $\pm p, \pm q, \pm r$ .

Tableau I

Coordonnées	$\pm p \pm q \pm r$	$\pm p \pm q$ 0	$\pm p$ 0 0	$\pm p \pm q \pm q$	$\pm p \pm p$ 0	$\pm p \pm p \pm p$
$N$	48	24	6	24	12	8

D'autre part la «densité» de ces points est constante. (1 point par maille cubique). Le nombre de points compris entre les distances  $d$  et  $d+e$  est  $4\pi d^2 e$ . L'action de chacun d'eux est en raison inverse de  $d^2$ .

Si on néglige l'absorption par l'air et par les parois, on voit que la somme des intensités reçues dans un intervalle de temps déterminé est constante. D'autre part le nombre d'échos reçus à l'instant  $t$  est proportionnel à  $t^2$ .

Le Tableau II donne à titre d'exemple pour les valeurs successives de  $d$  allant de 1 à 2 et de 2 à 3 (1ère colonne) et les valeurs de  $d^2$  correspondantes (2e colonne), les types de combinaison possibles de  $p, q, r$ , leur nombre  $N$  et le quotient  $N/d^2$ .

Tableau II

$d$	$d^2$	$p, q, r$	$N$	$N/d^2$	$\Sigma(N/d^2)$
1	1	1 0 0	6	6	14,66
1,41	2	1 1 0	12	6	
1,73	3	1 1 1	8	2,66	
2	4	2 0 0	6	1,5	11,8
2,24	5	2 1 0	24	4,8	
2,5	6	2 1 1	24	4	
2,64	7	— — —	—	—	
2,82	8	2 2 0	12	1,5	

Le calcul fait pour les valeurs de  $d$  allant de 1 à 8 est résumé dans le Tableau III.

Tableau III

$d$	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8
$\Sigma(N/d^2)$	14,66	11,8	13,84	13,40	13,85	12,36	12,93

Supposons maintenant le sol et le plafond complètement absorbants (public en bas et toit supprimé). Seules les parois verticales interviennent. La Fig. 1 donne la répartition des points dans le plan horizontal. Le nombre des points compris entre la

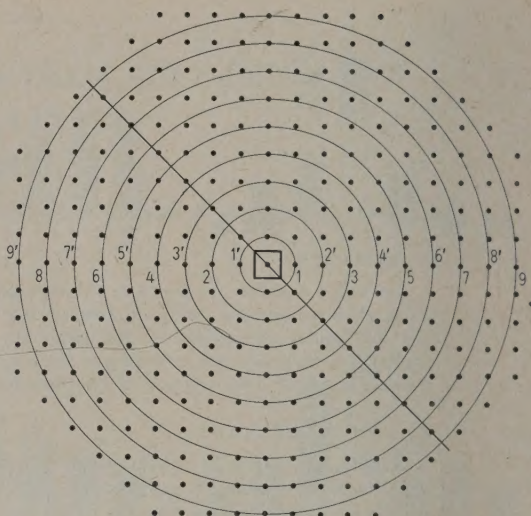


Fig. 1. Salle cubique. Sol et plafond complètement absorbants. Source et auditeur placés au centre. Répartition dans le plan horizontal des images de la source données par réflexions sur les quatre faces.

distance  $d$  et  $d+e$  est  $2\pi d e$ . Leur action est  $N/d^2 = 2\pi e/d$ . Elle est en raison inverse de la distance. Elle varie en raison inverse du temps. En supprimant dans les tableaux précédents les cas où  $z$  est différent de 0 on obtient successivement les valeurs dans le Tableau IV.

Tableau IV

Coordonnées	$p q r$	$p q 0$	$p 0 0$	$p q q$	$p p 0$	$p p p$
$N$	0	8	4	0	4	0

D'où finalement le Tableau V

Tableau V

$d$	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8
$\Sigma(N/d^2)$	6	3,1	1,85	1,34	1,42	0,9	0,75

Si l'intensité de la première passe a baissé, la valeur relative de la seconde est beaucoup plus faible que précédemment.

Salle cubique, source et écouteur à mi-hauteur et placés au 1/4 de la largeur comme l'indique la Fig. 2.

Le calcul fait suivant les règles précédentes se résume dans le Tableau VI, dans le cas où quatre faces seulement sont réfléchissantes (plancher et plafond absorbants).

Tableau VI

$d$	0,5—1,5	1,5—2,5	2,5—3,5	3,5—4,5
$\Sigma(N/d^2)$	14,04	2,36	2,50	1,39

<sup>1</sup> Pour la commodité de l'écriture on a porté les valeurs absolues de  $p, q, r$ , sans faire intervenir les signes.



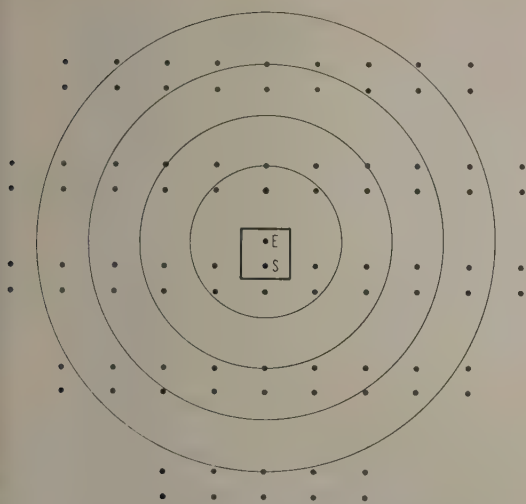


Fig. 2. Salle cubique. Sol et plafond complètement absorbants. Source et auditeur à mi-hauteur et placés au 1/4 de la largeur. Répartition dans le plan horizontal des images de la source données par réflexions sur les quatre faces.

Si le plancher seul est en plus réfléchissant, il faut ajouter les points de coordonnées  $z = -1$  et augmenter  $d^2$  de une unité, ce qui donne finalement: les valeurs dans le Tableau VII.

Tableau VII				
$d$	0,5—1,5	1,5—2,5	2,5—3,5	3,5—4,5
$\Sigma(N/d^2)$	17,74	4,31	4,45	3,41

En supposant maintenant plancher et plafond réfléchissants, et en se bornant en première approximation aux points  $z = +1$  (ce qui revient à doubler dans chaque cas l'augmentation précédente, mais en donnant finalement des nombres trop faibles) on obtient le Tableau VIII.

Tableau VIII				
$d$	0,5—1,5	1,5—2,5	2,5—3,5	3,5—4,5
$\Sigma(N/d^2)$	21,44	6,26	6,40	5,49

Finalement le rapport des intensités de la passe 1 à la passe 2 et de la passe 1 à la passe 4 est dans les 3 cas envisagés (6 faces, 5 faces, 4 faces réfléchissantes) indiqué dans le Tableau IX.

Tableau IX Rapport des intensités recues		
	Passe 1 / Passe 2	Passe 1 / Passe 4
6 faces	3,4	2,5
5 faces	4,1	5
4 faces	6	10

La chute de l'intensité est ainsi beaucoup plus rapide dans le cas de plafond et plancher absorbants.

*Cas d'une salle rectangulaire*

Largeur moitié de la longueur prise pour unité (Fig. 3).

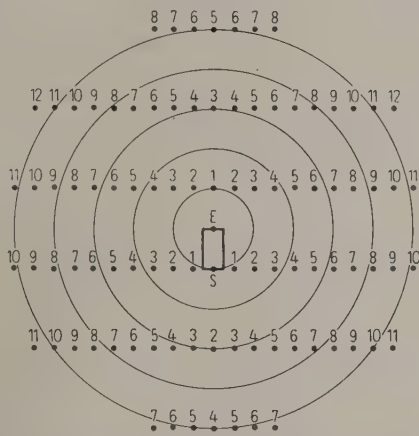


Fig. 3. Salle rectangulaire. Largeur moitié de la longueur. Sol et plafond complètement absorbants. Source et auditeur sur des parois opposées. Répartition dans le plan horizontal des images de la source données par réflexions sur les quatre faces.

*Plafond et plancher absorbants*

Les sources images (doubles) sont réparties suivant la Fig. 3 et la décroissance des intensités est indiquée dans le Tableau X où l'on remarquera l'augmentation entre 3 et 4 et la diminution entre 4 et 5.

Tableau X						
$d$	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7
$\Sigma(N/d^2)$	16,85	3,25	4,95	1,82	3,88	1,44
$d$	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12	
$\Sigma(N/d^2)$	2,06	1,1	1,64	0,95	0,30	

*Plancher réfléchissant*

Il faut, comme précédemment, ajouter les points de coordonnée  $z = -1$ , c'est à dire ajouter à  $d^2$  une unité. D'où le Tableau XI ci-après.

Tableau XI					
$d$	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6...
$\Sigma(N/d^2)$	25,05	7,53	5,97	3,88	6,94...



*Plancher et plafond réfléchissants*

En se bornant aux points où  $z = +1$ , ce qui revient à doubler l'augmentation précédente, mais en donnant des nombres trop faibles on obtient.

Tableau XII

$d$	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6
$\Sigma(N/d^2)$	33,25	11,81	9,99	5,94	10,00

En comparant comme précédemment le rapport des intensités de la première et de la seconde passe on obtient le Tableau XIII.

Tableau XIII

	I/II
6 faces	2,8
5 faces	3,3
4 faces	5,7

*Salle ouverte sur un côté*

*Plafond et sol absorbants*

La Fig. 4 donne la position des points images dans le plan pour une certaine position de la source et de l'écoute. En prenant pour unité le côté arrière, nous obtenons après calcul le Tableau XIV.

Tableau XIV

$d$	0,5-1,5	1,5-2,5	2,5-3,5	3,5-4,5
$\Sigma(N/d^2)$	7,6	0,87	0,41	0,24
$d$	4,5-5,5	5,5-6,5	6,5-7,5	
$\Sigma(N/d^2)$	0,15	0,11	0,08	

*Sol réfléchissant, Plafond absorbant*

Ajoutons les points où  $z = -1$ . D'où finalement le Tableau XV.

Tableau XV

$d$	0,5-1,5	1,5-2,5	2,5-3,5	3,5-4,5
$\Sigma(N/d^2)$	9,79	1,91	1,12	0,47
$d$	4,5-5,5	5,5-6,5	6,5-7,5	
$\Sigma(N/d^2)$	0,30	0,22	0,16	

L'intensité est pratiquement réduite au 1/10 dans le 1er cas à la seconde passe, et dans le second cas à la troisième passe. On remarquera que la longueur des murs latéraux fixe le nombre des échos qui interviennent. Si source et écoute permutent, les résultats sont identiques (Fig. 4).

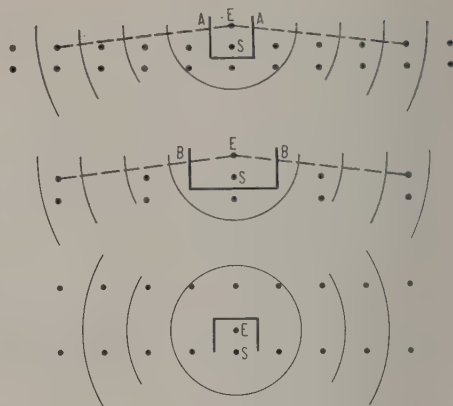


Fig. 4. Salle ouverte sur un côté par une certaine position de la source et de l'auditeur. Répartition dans le plan horizontal des images de la source données par réflexions sur les trois faces. Identité des résultats en permutant source et écouteur.

**2. Essais sur maquette**

Nous avons réalisé une maquette en marbre poli, donc très bien réfléchissante, dont le plafond était amovible, ainsi qu'une paroi latérale, qui se déplaçait comme un piston. L'ensemble était bien ajusté de façon à réduire au minimum les fuites (Fig. 5).

La hauteur des parois latérales était de 386 mm et la largeur du fond 425 mm.

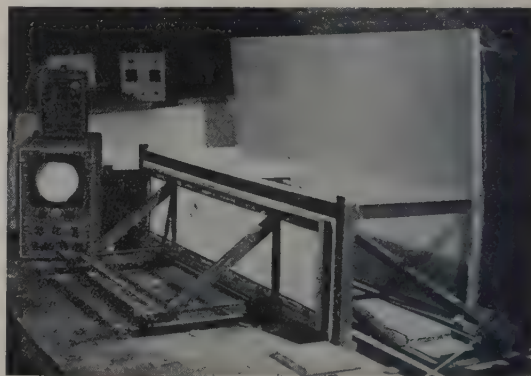


Fig. 5. Essais sur maquette. Plafond et mur de fond amovibles.

Nous avons utilisé comme source sonore un ultrason de fréquence 10 kHz dans un premier essai et 20 kHz dans un second.

Un dispositif monté par M. CORSAIN<sup>2</sup>, physicien au Centre de Recherches, permettait d'obtenir des tops de 1/1000 s. L'ultrason était conduit dans la chambre par un tube aboutissant au point choisi.

<sup>2</sup> Que nous sommes heureux de remercier ici.



Le récepteur était un petit quartz dont la réponse s'inscrivait sur un oscillographie cathodique où le spot effectuait un balayage horizontal en 21/200 s. Une première vérification a consisté à retrouver à leur place sur l'enregistrement photographique les divers échos prévus. On mesurait directement sur la photographie de l'écran de l'oscillographe la distance entre le son direct et les échos successifs et on les comparait aux distances (proportionnelles au temps) calculées. Leur rapport doit être constant.

Voici, à titre d'exemple les résultats obtenus avec une maquette sensiblement cubique (425 mm × 425 mm × 386 mm, émetteur et récepteur au centre), Fig. 6.

Tableau XVI

Observés	Calculés	Rapport
0	0	
2,5	0,4	6
5	0,73	6,8
9,5	1,5	6,4
13	2	6,4
18	2,75	6,6
20	3	6,6
22	3,58	6,15
27	4,1	6,6
29	4,38	6,6
30,5	4,48	6,8
32	4,75	6,7
35	5,4	6,5
38	5,71	6,6
40	6,1	6,55
45	7,8	6,5

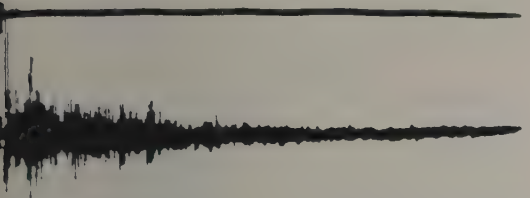


Fig. 6. Enregistrement sur oscillographe des échos d'un top de 1/1000 s. Cas d'une maquette cubique (le trait supérieur est relatif à l'émission dont on voit le top à gauche).

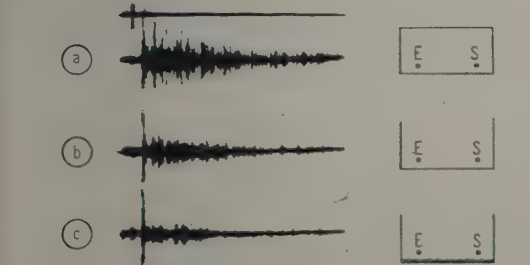


Fig. 7. Fréquence 10 kHz (amplification 30).  
 (a) avec toit;  
 (b) sans toit;  
 (c) sans toit avec sol absorbant.

Les ultrasons étant très absorbés par l'air, il y a, même dans le cas où toutes les parois de la maquette sont réfléchissantes, une diminution de l'amplitude avec le temps. Elle est moins forte à la fréquence 10 kHz (Fig. 7, amplification 30) qu'à la fréquence 20 kHz (Fig. 8, amplification 60 et 70).

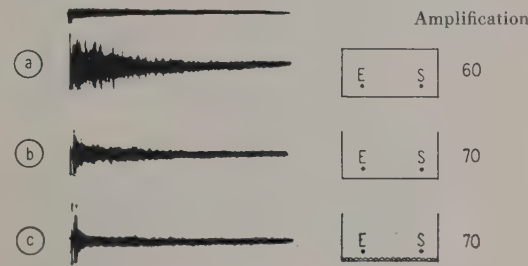


Fig. 8. Fréquence 20 kHz (amplification 60 et 70).

On opérait en salle rectangulaire (640 mm × 425 mm × 386 mm) et avec trois conditions: avec toit, sans toit, sans toit et avec sol absorbant (2 cm de tropal). Le trait supérieur est relatif à l'émission dont on voit le top à gauche.

Par la suite, nous avons toujours opéré à la fréquence 20 kHz en conservant autant que possible la même amplification.

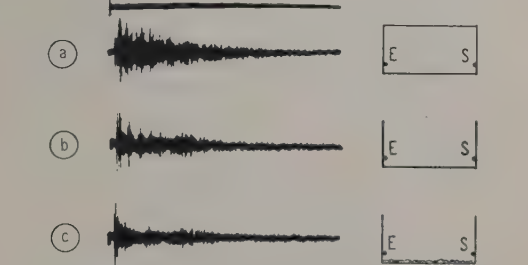


Fig. 9. Cas d'une maquette rectangulaire. Amplification constante (fréquence 20 kHz). Émetteur et récepteur sont placés suivant un plan de symétrie de la salle, contre les parois et à 85 mm du sol.

La Fig. 9 (salle rectangulaire: 850 mm × 425 mm × 386 mm) où émetteur et récepteur sont placés suivant un plan de symétrie de la salle contre les parois et à 85 mm du sol, montre bien dans les trois cas successifs envisagés la réduction de la réverbération tout en conservant l'importance des premiers échos. Dans l'enregistrement du milieu, les échos directs (petites parois) entourés des échos indirects (parois du fond et parois latérales) se distinguent nettement. Ils se séparent d'autant mieux que la salle est longue (Fig. 10: salle rectangulaire 1520 mm × 435 mm × 386 mm). Dans ce dernier cas, l'absorption par le sol (représentant le public) est particulièrement nette.



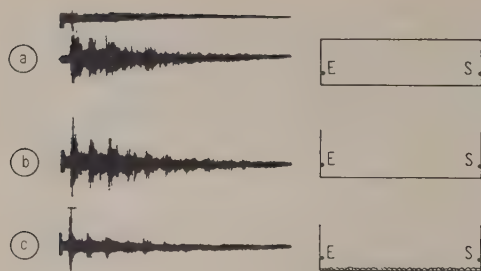


Fig. 10. Salle rectangulaire (plus longue que dans le cas de la Fig. 9). On notera dans la figure du bas les réflexions dues au fond.

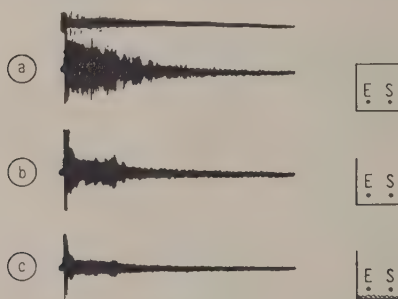


Fig. 11. Salle cubique. Émetteur et récepteur près du sol.

Fig. 11 où émetteur et récepteur sont près du sol. Même remarque dans le cas de salle cubique.

La Fig. 12 est relative à une salle cubique sans toit et dont une paroi verticale est enlevée (voir les schémas plans sur la droite). Comme prévu, le résultat reste le même si on permute émetteur et écouteur.

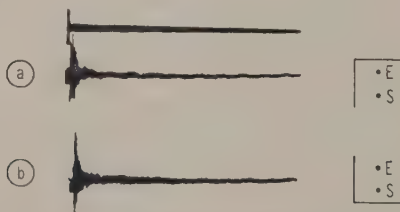


Fig. 12. Salle cubique sans toit et dont une paroi verticale est enlevée. Identité des résultats quand on permute émetteur et écouteur.

### 3. Vérification en vraie grandeur

Une vérification de ce dernier résultat peut être faite au petit théâtre du jardin de Syracuse, où les spectateurs sont adossés à un gros rocher (en surplomb) tandis que les acteurs ont un jardin derrière eux. L'acoustique est excellente.

La cour du Palais des Papes à Avignon est grosso modo un carré de 45 m de côté. Nous avons tiré un coup de pistolet très bref en nous plaçant dans l'axe de la cour, à une distance du fond égale au quart du côté (là où se trouvait la scène du théâtre). Le microphone était en face à une quinzaine de mètres du fond. Nous avons observé au bathymètre un palier suivi d'une décroissance assez rapide (Fig. 13).



Fig. 13. Enregistrement d'un top au bathymètre dans la cour du Palais des Papes à Avignon.

Le palier durait un peu moins que  $2/10$  s. Ceci est en bon accord avec les résultats donnés au Tableau VI. L'unité de longueur étant le côté  $a$  du carré; soit  $d$  la distance pour laquelle l'intensité reçue a baissé d'une valeur que l'on juge acceptable, par exemple 8 db correspondant à un rapport 6,4. L'intervalle de temps correspondant  $t = a d / 340$ . Si nous voulons qu'il soit  $< 2/10$  s il faut que

$$a < \frac{340}{d} \cdot \frac{2}{10} \text{ soit } a < \frac{68}{d}$$

D'après le Tableau VI, nous avons  $d \approx 1,5$  d'où  $a \leq 45$  m. L'acoustique de la cour du Palais des Papes est excellente. Les représentations données par le Théâtre National Populaire satisfont tous les spectateurs.

Par contre celles données dans la cour carrée du Louvre (longueur du côté 120 m environ) sont déplorables.

Les salles de spectacle à «ciel ouvert» — dont les théâtres antiques, que nous avons étudiés par ailleurs, sont les premières exemplaires — ont ainsi des qualités très supérieures à ce que l'on pense généralement, grâce à la netteté de l'audition. Ils n'exigent aucune précaution de construction particulière. Le caractère parfaitement absorbant du plafond suffit et il y a au contraire intérêt à ce que les parois soient parfaitement réfléchissantes. La technique de construction peut finalement se résumer ainsi:

Conserver les premières réflexions et éliminer les autres.

Le seul ennemi est le bruit extérieur qui peut masquer la parole. Mais ceci n'est pas une affaire d'acoustique et regarde la police.

(Reçu le 8 Février 1957.)



# LA SENSIBILITÉ AUDITIVE DIFFÉRENTIELLE D'INTENSITÉ EN PRÉSENCE D'UN SON CONTRALATÉRAL DE MÊME FRÉQUENCE\*

par RENÉ CHOCHOLLE

Groupe de Recherches de Physiologie des Sensations, Laboratoire de Neurophysiologie  
du Collège de France

## Sommaire

On a étudié dans ce travail les courbes de réponse à la variation d'intensité sur une oreille, quand agit sur l'autre oreille un son invariable de même fréquence. L'examen des courbes, de leur pente dans la partie moyenne, l'étude des seuils différentiels, montrent qu'il y a toujours réduction de la sensibilité différentielle; et celle-ci est d'autant plus importante que le son sur l'oreille opposée est plus intense. Cette réduction ne peut être due qu'à un effet cortical, peut-être à un effet de contraste.

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird für ein Ohr die Empfindlichkeit gegen Intensitätsänderungen gemessen, wenn zugleich auf das andere Ohr ein konstanter Ton gleicher Frequenz gegeben wird. Aus den Empfindlichkeitskurven, ihren Steilheiten im mittleren Teil und aus dem Verlauf der Unterschiedsschwellen ergibt sich, daß stets eine Verminderung der Empfindlichkeit gegen Intensitätsunterschiede auftritt, um so stärker, je stärker der Ton auf dem anderen Ohr ist. Bei dieser Erscheinung kann es sich um einen Effekt in der Hirnrinde handeln, vielleicht um ein Kontrastphänomen.

## Summary

The response curves to a variation of intensity received at one ear, while the other is subject to a steady tone of the same frequency, have been studied. Examination of the curves, particularly of their slope near the 50%, and of the differential thresholds, show that there is always some reduction of the differential sensitivity; this reduction increases with the intensity of the steady tone on the other ear. The origin of this effect must be cortical, and perhaps is a question of contrast.

## 1. Introduction

On admet, en général, que le seuil différentiel est d'origine périphérique. Il y a pourtant des cas où on pourrait en douter, et la question suivante se pose: le seuil différentiel ne pourrait-il être, au moins en partie, de nature centrale?

Pour jeter un peu de lumière sur cette question, j'ai étudié le seuil différentiel sur une oreille pendant qu'agit sur l'autre oreille un son constant de même fréquence et d'intensité égale ou différente.

Si le seuil différentiel était purement d'origine périphérique, il ne devrait pas être modifié par l'addition sur l'autre oreille d'un son continu de même fréquence.

Si, par contre, cette addition modifiait le seuil, il faudrait admettre que les seuils différentiels mesurés par les méthodes habituelles ont leur origine dans les centres supérieurs; nos méthodes psychophysiologiques ne nous permettraient alors pas de

savoir s'il existe d'autres seuils à des niveaux moins élevés de la chaîne sensorielle.

Une diminution du seuil différentiel par addition d'un son contralatéral constant de même fréquence s'expliquerait évidemment fort bien, par suite de la convergence des voies sensorielles droite et gauche; comme il y a sommation, l'intensité subjective globale est plus élevée.

Par contre, une augmentation du seuil différentiel ne pourrait s'expliquer que par des effets, des interférences, aux niveaux les plus élevés des centres supérieurs.

## 2. Technique des mesures

### a) Appareillage

La Fig. 1 donne un schéma du montage utilisé.

Faisant suite au générateur, étaient disposées deux lignes d'atténuation, reliées ensemble et à la source par l'intermédiaire d'un adaptateur d'impédances à résistances; l'adaptateur accordait les impédances dans tous les sens. Des transformateurs accordaient de même les impédances des écouteurs

\* Communication présentée au 2<sup>m</sup>e Congrès International d'Acoustique, Cambridge, Mass., États Unis, Juin 1956.



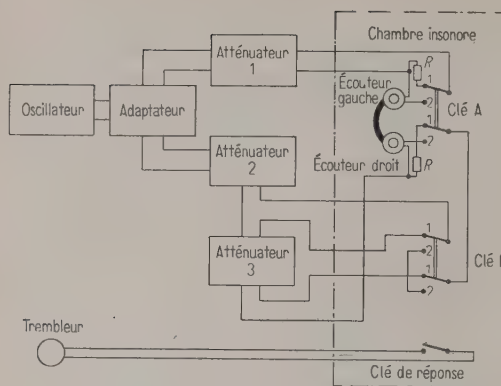


Fig. 1. Schéma de l'appareillage utilisé.

électrodynamiques et des lignes d'atténuation; l'adaptation doit être correctement faite, sinon l'introduction d'une atténuation sur une ligne créerait aussi une atténuation sur l'autre ligne; or, pour les expériences présentes, l'absence de répercussion d'une ligne sur l'autre était essentielle.

A l'atténuateur 1, faisait suite l'écouteur gauche, par l'intermédiaire d'une partie de la clé-inverseuse double à bascule A.

Sur l'autre circuit, il y avait deux atténuateurs en série, reliés l'un à l'autre par la clé-inverseuse double à bascule B. En temps normal, les atténuateurs 2 et 3 se trouvaient dans le circuit (position 1 de la clé); quand on appuyait sur la clé B (position 2 de la clé), l'atténuateur 3 était mis temporairement hors circuit, jusqu'à ce qu'on relâche la clé. Il en résultait donc un accroissement momentané d'intensité. Pour obtenir un accroissement d'intensité  $\Delta N$  dB à partir d'un niveau initial  $N$  dB, l'opérateur réglait l'atténuateur 3 sur une valeur  $\Delta N$  dB, et l'atténuateur 2 sur une valeur de  $(N - \Delta N)$  dB. Le circuit s'achevait sur l'écouteur droit, par l'intermédiaire de la dernière partie de la clé-inverseuse double à bascule A.

En position normale, la clé-inverseuse A fermait les circuits droit et gauche sur des résistances équivalentes  $R$  en dehors des écouteurs. Ainsi, aucun des écouteurs n'était normalement en circuit: le sujet se trouvait dans le silence, ce qui évitait toute fatigue. Quand on appuyait sur le bouton de la clé-inverseuse A, les deux écouteurs entraient en circuit. Les sons émis par les deux écouteurs étaient de même fréquence, mais de niveaux différents, dans la plupart des expériences:  $N$  dB sur l'oreille droite,  $N'$  dB sur l'oreille gauche. Quand on appuyait sur le bouton de la clé-inverseuse B, l'intensité passait à un niveau de  $(N + \Delta N)$  dB sur l'oreille droite, tandis qu'elle restait à  $N'$  dB sur l'oreille gauche. Le relâchement des deux clés-inverseuses ramenait au silence sur les deux oreilles. Les deux clés A et B

étaient à la disposition du sujet, dans la chambre insonore.

Sur les deux clés A et B, l'inversion des circuits était obtenue par le déplacement de quelques gouttes de mercure dans le vide. La variation était donc brusque; cependant, la brusquerie était atténuée par une légère avance dans l'introduction du court-circuit sur la mise hors circuit de l'atténuateur 3: il y avait ainsi un palier intermédiaire pendant un temps très court, ce qui réduisait les transitoires. Le jeu des deux clés était limité par des butées de caoutchouc mousse: ceci était essentiel, puisque le sujet manœuvrait lui-même les clés.

Le sujet disposait encore d'une clé de réponse; celle-ci était reliée à un trembleur placé à l'extérieur de la chambre insonore.

#### b) Méthode des mesures

La méthode des stimuli constants a été utilisée, avec les modifications nécessaires pour faire collaborer activement le sujet aux essais, comme dans toutes les expériences antérieures [1], [2], [3].

Avant chaque série d'essais, on procédait à la détermination rapide du seuil absolu de chaque oreille à 1000 Hz, seule fréquence utilisée. Comme les seuils absolus peuvent varier d'une série à l'autre, j'ai préféré travailler à des niveaux constants par rapport aux seuils des oreilles respectives.

Les niveaux utilisés furent, pour l'oreille droite (oreille testée): 10 dB, 20 dB, 40 dB au-dessus du seuil; et pour l'oreille gauche (son contralatéral): 0 dB (seuil différentiel monaural habituel), 10 dB, 20 dB, 40 dB, 60 dB, 80 dB au-dessus du seuil.

L'opérateur réglait ensuite les atténuateurs aux niveaux choisis comme il a été indiqué précédemment, et les essais commençaient alors. Un signal lumineux discret prévenait le sujet d'avoir à concentrer son attention. Dès que ce dernier se sentait prêt, il faisait trois essais successifs. Dans chaque essai, il appuyait d'abord sur la clé A, puis, au bout d'au moins une seconde, sur la clé B sans relâcher la clé A, et il relâchait enfin les deux clés au bout d'un temps du même ordre; le sujet s'accordait un repos de quelques secondes entre chaque essai. On recommandait aux sujets de bien respecter ces temps, et de concentrer toute leur attention sur l'intensité du son pendant un temps suffisant, aussi bien avant qu'après la variation: on leur demandait de fixer toute leur attention sur l'intensité initiale et sur l'intensité finale du stimulus, et de ne prêter aucune attention à tout ce qui pourrait survenir au moment de la variation (clics par exemple); ils devaient juger si, après la variation, le son était plus intense ou non. Quand le sujet avait terminé les trois essais, il indiquait, par l'intermédiaire du trembleur, le nombre d'essais affirmatifs, c'est-à-dire



le nombre d'essais au cours desquels il avait perçu, ou croyait avoir perçu, une variation d'intensité. En procédant ainsi, on permet au sujet d'affermir son jugement avant de répondre, à l'inverse des procédés classiques, où le sujet doit faire connaître son jugement après chaque essai; le hasard intervient certainement bien moins dans ses réponses, surtout aux variations juxtaliminaires. Après la réponse du sujet, l'opérateur modifiait la valeur de l'accroissement  $\Delta N$ , tout en maintenant le même niveau initial  $N$  sur l'oreille droite et en gardant le niveau  $N'$  sur l'oreille gauche. Le sujet faisait de nouveau trois essais, et ainsi de suite.

On procédait aux essais par séries croissantes et décroissantes alternées; on compensait ainsi les sous-estimations et les surestimations provenant du sens des essais. On commençait par une suite décroissante de variations  $\Delta N$  d'intensité à partir d'un même niveau d'intensité initial  $N$  sur l'oreille droite; une suite identique, mais inversée, suivait la précédente; après ces deux suites, l'une décroissante, l'autre croissante, venaient deux autres suites identiques aux précédentes, à la seule différence que les accroissements utilisés étaient intermédiaires entre les précédents. Au total, les quatre suites équivalaient à une seule série d'essais composée d'une suite décroissante et d'une suite croissante, dont les intervalles entre les accroissements  $\Delta N$  seraient distants de 0,15 dB les uns des autres. L'opérateur réglait la marge des variations  $\Delta N$  utilisées de façon à encadrer à peu près le seuil différentiel.

Tous les trois ou quatre groupes d'essais, l'opérateur présentait un accroissement d'intensité de 10 dB plus ample, les niveaux  $N$  sur l'oreille droite et  $N'$  sur l'oreille gauche restant les mêmes. Un tel signal permet au sujet de bien se remémorer comment se présente la variation; ce rappel est très utile, quand les variations offertes sont juxtaliminaires. On demandait, d'autre part, au sujet, de prévenir à chaque fois qu'il éprouvait de la gêne dans son jugement, et on lui envoyait aussitôt le signal plus ample.

Chaque série d'essais demandait de 15 à 30 minutes; chacune d'elles comprenait de 11 à 13 valeurs à tester, soit de 44 à 52 essais, sans compter les mesures liminaires, les signaux plus amples, etc. Entre deux séries, on intercalait un repos de 15 à 20 minutes.

Les trois sujets utilisés ont travaillé ainsi plusieurs heures par jour, le plus souvent en alternance, et ceci pendant de longs mois. Ils étaient donc particulièrement entraînés à ce genre de mesures.

3. Résultats

Les Fig. 2 à 10 résument les résultats pour chacun des trois sujets. En abscisses, sont indiqués les

accroissements d'intensité  $\Delta N$  en décibels à partir du niveau initial indiqué sur chaque courbe, et en ordonnées, les pourcentages de réponses affirmatives; le pourcentage indiqué a été calculé sur 100 essais, puisque 100 essais ont été effectués en chaque point.

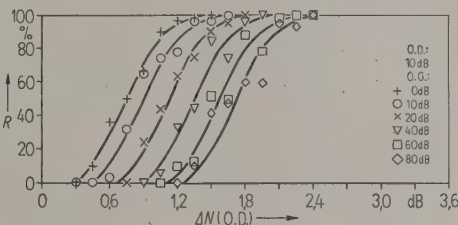


Fig. 2. Pourcentage de réponses affirmatives en fonction des accroissements d'intensité  $\Delta N$ , évalués en décibels; chaque courbe a été obtenue à divers niveaux d'intensité contralatéraux, indiqués sur la partie droite de la figure en décibels au-dessus du seuil sur l'oreille gauche (O.G.). Sujet I à 1000 Hz, à 10 dB au-dessus du seuil sur l'oreille testée antérieurement à la variation (oreille droite, O.D.).

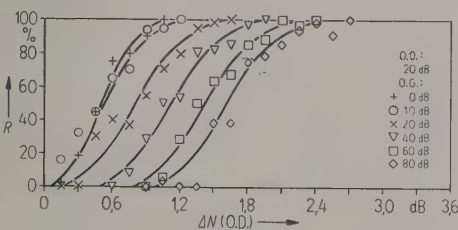


Fig. 3. Voir Fig. 2; sujet I à 1000 Hz; niveau sur l'oreille testée 20 dB.

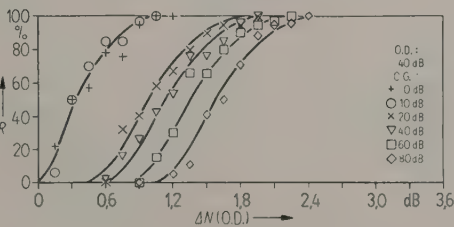


Fig. 4. Voir Fig. 2; sujet I à 1000 Hz; niveau sur l'oreille testée 40 dB.

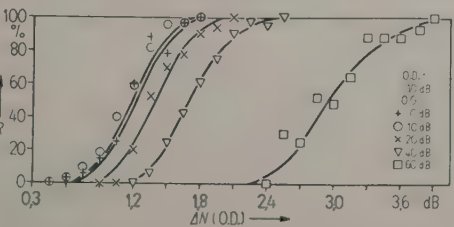


Fig. 5. Voir Fig. 2; sujet II à 1000 Hz; niveau sur l'oreille testée 10 dB.



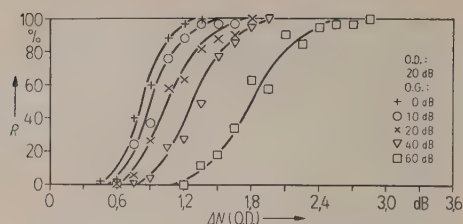


Fig. 6. Voir Fig. 2; sujet II à 1000 Hz;  
niveau sur l'oreille testée 20 dB.

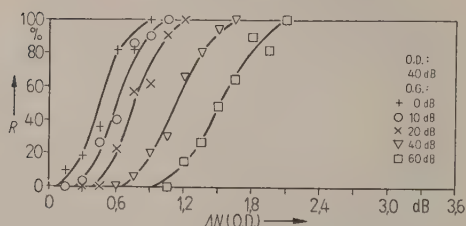


Fig. 7. Voir Fig. 2; sujet II à 1000 Hz;  
niveau sur l'oreille testée 40 dB.

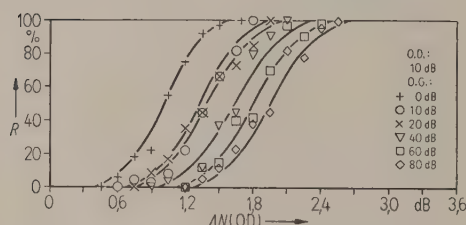


Fig. 8. Voir Fig. 2; sujet III à 1000 Hz;  
niveau sur l'oreille testée 10 dB.

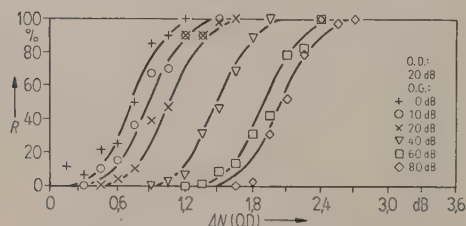


Fig. 9. Voir Fig. 2; sujet III à 1000 Hz;  
niveau sur l'oreille testée 20 dB.

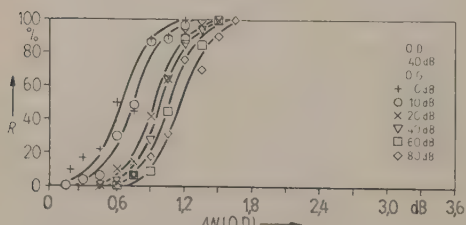


Fig. 10. Voir Fig. 2; sujet III à 1000 Hz;  
niveau sur l'oreille testée 40 dB.

J'ai cherché à donner à toutes les courbes de la même figure une forme analogue; seule leur incli-

naison est variable; c'est la raison pour laquelle certains points semblent s'éloigner des courbes. Ceci nécessitait de déterminer la forme commune, et l'inclinaison de chaque courbe. En effet, une simple translation ne suffit pas pour amener tous les points d'un même graphique à s'aligner, puisque les inclinaisons des courbes peuvent être différentes. Une transformation doit donc accompagner la translation. Comme dans la partie moyenne des courbes les points s'alignent sensiblement sur des droites, on traçait d'abord la partie droite la plus probable de chaque courbe; on était souvent obligé, d'ailleurs, de tracer deux droites d'inclinaison différente, se coupant sur la ligne des 50% de réponses affirmatives, quand les points semblaient s'aligner sur des droites de pente différente (suivant qu'ils étaient situés au-dessus ou au-dessous de cette ligne). Pour faciliter le tracé des courbes, j'ai choisi d'aligner tous les points sur la courbe dont l'inclinaison paraissait la plus faible. Les translations à effectuer furent déterminées d'après la distance entre les points d'intersection des droites tracées précédemment et de la ligne des 50% de réponses affirmatives, et le rapport de transformation d'après le rapport des pentes de ces droites. Ces translations et ces transformations furent appliquées à tous les points; les points situés au-dessus de la ligne des 50% subirent en même temps, une rotation de  $180^\circ$ , pour n'avoir qu'une seule forme de courbe au-dessus et au-dessous de la ligne des 50%. Tous les points étant ainsi alignés, il ne restait plus qu'à tracer la courbe la plus probable au travers de tous ces points. Connaissant le rapport de transformation et la valeur de la translation, on pouvait tracer chaque courbe à sa place à partir de la courbe moyenne.

Les Tableaux A, B et C donnent les moyennes  $L$  (les seuils différentiels), les écarts-types  $\sigma$  et les erreurs-types sur la moyenne  $\sigma_L$  (tous en décibels), calculés d'après la méthode des moindres carrés; j'ai pondéré les résultats au moyen des facteurs pondérés d'URBAN-MÜLLER, quand les points aux deux extrémités de la courbe paraissaient par trop aberrants et risquaient de fausser les résultats.

L'erreur-type sur la moyenne est de 0,02 dB environ; ainsi, les valeurs exactes des seuils différentiels auraient 99 chances sur 100 de ne pas différer de plus de 0,05 dB des valeurs indiquées dans les tableaux. En réalité, ce chiffre me paraît assez théorique. En effet, j'ai souvent constaté que des courbes prises sur le même sujet, mais à des mois d'intervalle, pouvaient être fort éloignées l'une de l'autre. Il y a déjà là l'indication que les centres supérieurs sont en jeu.

D'une façon générale, comme on le voit aussi bien sur les figures que sur les tableaux, le seuil



Tableau A. Sujet I

Niveau $N'$ sur l'oreille opposée	Essais à 10 dB			Essais à 20 dB			Essais à 40 dB		
	$L$	$\sigma$	$\sigma_L$	$L$	$\sigma_L$	$L$	$L$	$\sigma$	$\sigma_L$
dB	dB	dB	dB	dB	dB	dB	dB	dB	dB
0	0,75	0,27	0,018	0,54	0,23	0,014	0,39	0,35	0,021
10	0,93	0,26	0,016	0,54	0,28	0,017	0,38	0,30	0,019
20	1,11	0,31	0,018	0,85	0,32	0,018	1,01	0,35	0,018
40	1,37	0,24	0,016	1,15	0,36	0,019	1,32	0,37	0,020
60	1,59	0,29	0,021	1,32	0,32	0,018	1,41	0,27	0,015
80	1,69	0,37	0,022	1,65	0,40	0,021	1,65	0,29	0,017

Tableau B. Sujet II

Niveau $N'$ sur l'oreille opposée	Essais à 40 dB			Essais à 20 dB			Essais à 20 dB		
	$L$	$\sigma$	$\sigma_L$	$L$	$\sigma$	$\sigma_L$	$L$	$\sigma$	$\sigma_L$
dB	dB	dB	dB	dB	dB	dB	dB	dB	dB
0	1,15	0,30	0,020	0,85	0,17	0,013	0,47	0,25	0,019
10	1,11	0,30	0,020	0,97	0,33	0,021	0,60	0,19	0,015
20	1,42	0,28	0,017	1,12	0,31	0,018	0,76	0,24	0,018
40	1,74	0,32	0,019	1,35	0,28	0,017	1,12	0,24	0,017
60	3,01	0,40	0,020	1,82	0,34	0,019	1,53	0,33	0,020

Tableau C. Sujet III

Niveau $N'$ sur l'oreille opposée	Essais à 40 dB			Essais à 20 dB			Essais à 10 dB		
	$L$	$\sigma$	$\sigma_L$	$L$	$\sigma$	$\sigma_L$	$L$	$\sigma$	$\sigma_L$
dB	dB	dB	dB	dB	dB	dB	dB	dB	dB
0	1,08	0,26	0,018	0,68	0,18	0,013	0,63	0,33	0,021
10	1,39	0,30	0,022	0,88	0,32	0,020	0,76	0,25	0,018
20	1,39	0,37	0,022	1,03	0,19	0,017	0,93	0,22	0,017
40	1,63	0,24	0,017	1,50	0,22	0,016	1,01	0,21	0,016
60	1,82	0,30	0,019	1,93	0,23	0,015	1,08	0,19	0,015
80	1,90	0,33	0,021	2,10	0,19	0,015	1,14	0,25	0,017

Variations du seuil différentiel  $L$  (calculé par la méthode des moindres carrés), de l'écart-type  $\sigma$ , de l'erreur-type sur la moyenne  $\sigma_L$ , tous en décibels, en fonction du niveau contralatéral  $N'$ , à 10 dB, 20 dB, 40 dB sur l'oreille testée, à 1000 Hz, pour les trois sujets utilisés.

différentiel d'une oreille est augmenté quand on introduit un son invariable de même fréquence sur l'oreille opposée; cette réduction de la sensibilité différentielle d'intensité est d'autant plus importante que le niveau du son contralatéral est plus intense.

4. Discussion

a) Les courbes de réponse

Comme je l'ai déjà constaté dans les recherches antérieures [1], [2], [3] sur les seuils absolus ou sur les seuils différentiels monauraux normaux, les points s'alignent nettement sur des sigmoïdes et non sur des droites. Ces résultats ne sont donc pas en accord avec ceux des expériences de STEVENS, MORGAN et VOLKMANN [4].

On retrouve de même l'asymétrie des courbes de réponse. L'asymétrie est d'autant plus accusée que le niveau auquel on fait les mesures est plus intense; elle est, par contre, d'autant plus faible, en général, que le niveau du son constant contralatéral est plus

élevé; souvent même, il n'y a plus d'asymétrie aux niveaux élevés du son contralatéral. Dans tous les cas d'ailleurs, toutes les fois qu'il y a asymétrie, les courbes de réponse sont redressées dans leur moitié inférieure. Du fait de l'existence de cette asymétrie, on ne peut plus considérer que comme approchés les résultats donnés dans les tableaux précédents.

Dans le cas présent aussi, les courbes de réponse sont très redressées: la pente des courbes dans leur partie moyenne est d'autant plus redressée que le niveau auquel on fait les mesures est plus élevé. Mais l'introduction d'un son invariable sur l'oreille opposée a, en général, pour effet de réduire la pente des courbes; cette réduction est d'autant plus accusée que le son contralatéral est plus intense.

Ainsi, que ce soit dans les modifications du seuil différentiel monaural ou dans celles de la forme des courbes de réponse (pente dans la partie moyenne, asymétrie), l'addition d'un son sur l'oreille opposée a le même effet que de réduire l'intensité sur l'oreille testée.

### b) Variations du seuil différentiel

Les Fig. 11 à 13 montrent les variations des seuils différentiels aux niveaux d'intensité étudiés, quand on augmente l'intensité du son contralatéral.

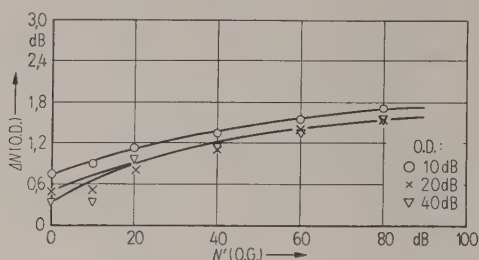


Fig. 11. Variations du seuil différentiel aux niveaux initiaux d'intensité sur l'oreille testée (oreille droite, O.D.) indiqués sur la partie droite de la figure, en fonction du niveau  $N'$  contralatéral (oreille gauche, O.G.) ; sujet I à 1000 Hz.

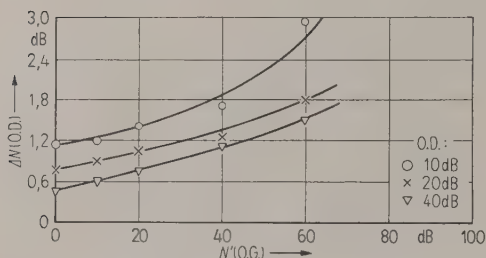


Fig. 12. Voir Fig. 11; sujet II à 1000 Hz.

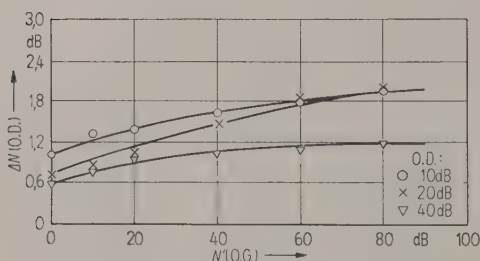


Fig. 13. Voir Fig. 11; sujet III à 1000 Hz.

Les valeurs utilisées pour ces figures sont tirées des tracés des Fig. 2 à 10 (valeurs aux 50% de réponses affirmatives). Comme on le voit, le seuil différentiel monaural est d'autant plus grand que l'intensité du son sur l'oreille contralatérale est plus élevée. D'autre part, malgré des différences individuelles importantes et parfois des différences chez le même individu suivant les niveaux, on peut admettre que, d'une façon générale, l'écart en décibels entre les seuils différentiels monauraux à deux niveaux  $N_1$  et  $N_2$  quelconques, reste pratiquement cons-

tant, quelle que soit l'intensité du son agissant sur l'oreille opposée.

Sur les ordonnées des Fig. 11 à 13, on pourrait remplacer les seuils différentiels par les écarts entre les seuils différentiels avec accompagnement d'un son contralatéral et les seuils différentiels monauraux sans accompagnement d'un son contralatéral; les ordonnées seraient alors les accroissements du seuil différentiel résultant de la superposition d'un son constant contralatéral de même fréquence. Comme les courbes des Fig. 11 à 13 sont, en général, sensiblement parallèles, la plupart de ces courbes se superposeraient pour chaque sujet. Ainsi l'accroissement du seuil différentiel résultant de la superposition d'un son constant de même fréquence sur l'oreille opposée est pratiquement indépendant du niveau du son sur l'oreille testée; il ne dépend que du niveau du son sur l'oreille contralatérale: un son contralatéral n'est pas d'autant plus perturbateur que le son sur l'oreille testée est plus faible, comme on aurait pu s'y attendre.

Il faut noter, toutefois, de grandes différences individuelles; chacun des sujets semble se comporter différemment. Aux fortes intensités par exemple, le sujet II a une remontée; mais cette remontée doit avoir une cause de nature différente: les intensités élevées sont inconfortables, gênantes, à tel point que, pour ce même sujet II, je n'ai pu aller au-delà de 60 dB pour le son contralatéral. D'autre part, si les constatations décrites précédemment sont valables en moyenne, chez le sujet I cependant, un son contralatéral intense provoque un accroissement plus grand du seuil différentiel à 40 dB qu'à 10 dB ou 20 dB; chez le sujet II, c'est au contraire à 10 dB que l'accroissement le plus important apparaît; enfin, chez le sujet III, ceci se produit au niveau intermédiaire de 20 dB au-dessus du seuil. Y a-t-il là de véritables différences individuelles ou des variations fortuites? Sans doute, la faible valeur de l'erreur-type sur la moyenne devrait nous amener à penser que ces variations ne peuvent être fortuites. Cependant, comme je l'ai déjà dit, des variations plus importantes peuvent apparaître dans le temps chez les mêmes sujets.

L'examen des Fig. 11 à 13 nous révèle encore un fait important. La variation du seuil différentiel en fonction du niveau du son contralatéral est régulière: il n'y a aucune discontinuité, aussi bien au passage d'un son contralatéral bien plus faible à un son égal sur les deux oreilles, qu'au passage d'un son égal à un son contralatéral bien plus fort.

### c) Evaluation de l'atténuation équivalente

Comme on l'a constaté, les effets sur les seuils différentiels de la superposition d'un son contra-



latéral constant ou de la réduction du niveau sur l'oreille testée sont analogues.

Ainsi, sans préjuger des causes réelles de l'accroissement du seuil différentiel, on peut dire que tout se passe comme si le son contralatéral atténuait le son sur l'oreille testée. Et on est amené à calculer un équivalent d'atténuation.

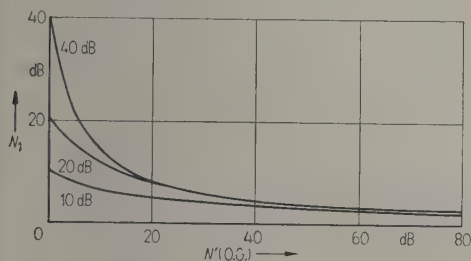


Fig. 14. Variations de l'équivalent de niveau aux niveaux initiaux d'intensité sur l'oreille testée indiqués sur les courbes, en fonction du niveau  $N'$  contralatéral (oreille gauche, O. G.) ; sujet I à 1000 Hz.

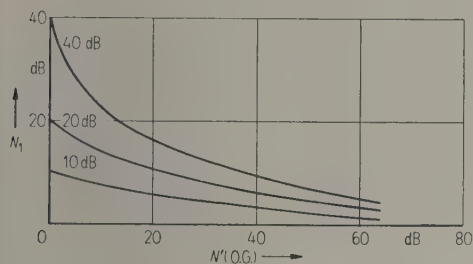


Fig. 15. Voir Fig. 14 ; sujet II à 1000 Hz.

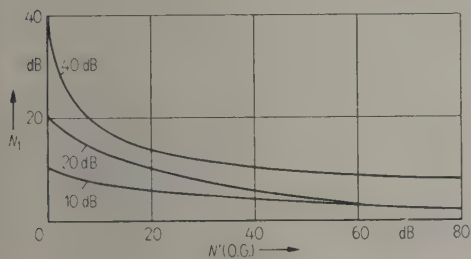


Fig. 16. Voir Fig. 14 ; sujet III à 1000 Hz.

Ce calcul peut se faire de la façon suivante: admettons qu'en présence d'un son de  $N$  dB sur l'oreille testée et de  $N'$  dB sur l'oreille opposée, le seuil différentiel ait une valeur de  $\Delta N$  dB; si le même seuil différentiel est obtenu à un niveau de  $N_1$  dB sur l'oreille en l'absence de son constant contralatéral, on peut dire qu'il y a équivalence entre le niveau  $N_1$  en l'absence de son contralatéral et le niveau  $N$  en présence de son contralatéral. J'appellerai  $N_1$  l'équivalent de niveau en l'absence de son contralatéral, et  $N - N_1$  l'équivalent d'atténuation.

Les Fig. 14 à 16 donnent les équivalents de niveau pour les trois sujets testés et les Figs. 17 à 19 les équivalents d'atténuation. Les Figs. 14 à 16 ont été obtenues de la façon suivante: avant utilisé les mêmes sujets que dans les expériences précédentes sur les seuils différentiels normaux [3], c'est-à-dire en l'absence de son contralatéral, je disposais de courbes donnant, pour ces sujets, les variations du

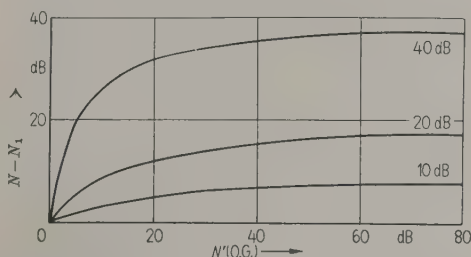


Fig. 17. Variations de l'équivalent d'atténuation aux niveaux initiaux d'intensité sur l'oreille testée indiqués sur les courbes, en fonction du niveau  $N'$  contralatéral (oreille gauche, O. G.) ; sujet I à 1000 Hz.

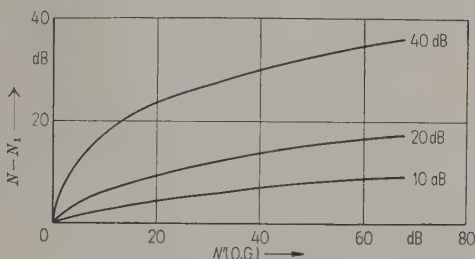


Fig. 18. Voir Fig. 17 ; sujet II à 1000 Hz.

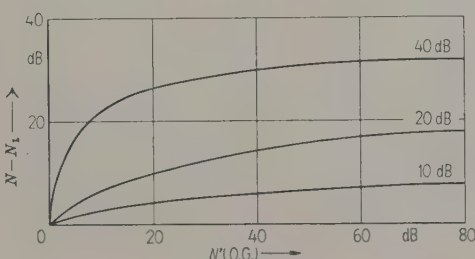


Fig. 19. Voir Fig. 17 ; sujet III à 1000 Hz.

seuil différentiel monaural normal en fonction du niveau  $N_1$ ; il suffisait, donc, de rapporter en chaque point des courbes des Figs. 11 à 13 (donnant les variations des seuils différentiels en présence d'un son contralatéral de même fréquence) les valeurs déduites des courbes précédentes. Il ne restait plus qu'à faire en chaque point la différence  $N - N_1$  pour arriver aux courbes des Figs. 17 à 19.

De l'examen des Figs. 14 à 19, il ressort que, chez tous les sujets, l'équivalent d'atténuation est

considérable. Il est d'autant plus important que le niveau contralatéral est plus élevé; mais il est aussi d'autant plus important que le niveau est plus élevé sur l'oreille testée: à tel point que, comme on le voit sur les Figs. 14 à 16, l'équivalent de niveau est presque nul (de 1 à 3 dB) aux niveaux élevés du son contralatéral, et ceci indépendamment, ou à peu près, du niveau sur l'oreille testée. Tout se passe comme si, même à 40 dB, un son accompagné d'un son contralatéral invariable, intense et de même fréquence, n'était plus perçu que comme si son niveau était réduit à quelques décibels.

A remarquer aussi que le seuil différentiel, même aux niveaux élevés du son contralatéral, ne croît pas indéfiniment: il tend vers une valeur limite qu'il ne peut dépasser, comme on le voit sur les courbes. Cette limite est identique à la limite du seuil différentiel mesuré en l'absence de son contralatéral, vers les niveaux les plus faibles. Comment pourrait-on admettre que des causes différentes limiteraient la sensibilité différentielle à des valeurs identiques dans tous les cas?

Autre point à noter: la baisse de l'équivalent de niveau (et donc aussi l'élévation de l'équivalent d'atténuation) est très rapide, même aux faibles niveaux du son contralatéral: un son de 10 à 20 dB seulement sur l'oreille contralatérale a un équivalent d'atténuation considérable. De plus, même aux faibles niveaux, un son contralatéral a un équivalent d'atténuation d'autant plus important que le son est plus intense sur l'oreille testée (un niveau de 10 dB contralatéralement a un équivalent d'atténuation de plus de 10 dB pour un son de 40 dB sur l'oreille testée).

Enfin, si nous nous reportons à la première partie de cette discussion, nous avons vu que, plus le son contralatéral est intense, moins les courbes de réponse sont redressées (Figs. 2 à 10); or, en équivalents de niveau, la pente s'accorde pas mal, en général, pour chaque sujet, avec celle des courbes de réponse obtenues en absence de son contralatéral [3].

#### *d) Nature de l'effet*

Cette réduction de la sensibilité différentielle quand agit un son contralatéral rappelle l'effet de masque. Et pourtant, l'effet présent est de nature essentiellement différente.

En effet, d'abord, il ne peut y avoir effet de masque sur le message sensoriel en provenance de l'oreille testée que si les fréquences masquantes et masquées sont différentes; ici, il y a, au contraire, sommation, puisque la fréquence est la même sur les deux oreilles: la sensation est toujours plus intense que la sensation qui proviendrait de l'oreille sur laquelle agit le son le plus intense (ou plus in-

tense que chacune des sensations droite et gauche prises isolément, si les intensités sont égales sur chaque oreille).

Or, malgré la sommation, la sensibilité différentielle est réduite. On peut donner encore un autre argument contre la présence éventuelle d'un effet de masque sur les messages sensoriels en provenance de l'oreille testée; en effet, reportons-nous aux travaux des chercheurs qui ont étudié l'effet de masque, WEGEL et LANE par exemple [5]; dans les cas les plus favorables (son masquant de 1200 Hz, son masqué de 1000 Hz), l'effet de masque contralatéral n'apparaît que si le son masquant est d'au moins 60 dB; à 80 dB, l'élévation du seuil hétérolatéral n'est encore que de 8 dB. Ces valeurs n'ont rien de comparable avec l'effet présent; elles ne nous disent évidemment pas quel est l'effet de masque contralatéral sur un son d'un niveau de  $N$  dB; mais on admet généralement que l'effet de masque contralatéral est indépendant du niveau du son masqué; et même s'il variait quand on fait varier le niveau du son masqué, ce ne pourrait être, semble-t-il, que dans le sens d'un affaiblissement progressif, contrairement à l'effet présent, d'autant plus important que le son sur l'oreille testée est plus intense. D'autre part, la relation entre l'effet de masque et l'intensité du son masquant est totalement différente de la relation entre l'effet présenté dans ce travail et l'intensité du son contralatéral; en effet, l'effet de masque, ipsilatéral aussi bien que contralatéral, augmente progressivement avec l'intensité du son masquant, lentement au départ et de plus en plus rapidement ensuite, sans qu'on atteigne jamais une limite; l'effet présent, au contraire, croît d'abord très rapidement avec l'intensité, atteint très vite un niveau élevé, mais subit un ralentissement progressif, ce qui lui fait atteindre une limite.

Ainsi, l'effet présenté ici ne peut s'expliquer par une réduction par effet de masque des messages sensoriels en provenance de l'oreille testée; mais ne pourrait-il y avoir réduction de la sensibilité différentielle elle-même par effet de masque? Cela semble impossible, car, même si un tel effet existait, il se comporterait certainement comme l'effet de masque sur le seuil absolu, c'est-à-dire fort différemment de l'effet d'un son contralatéral sur le seuil différentiel de l'oreille testée.

Ainsi, une explication purement physiologique de l'effet présenté ici paraît impossible. Le cortex doit donc recevoir correctement les messages, puisqu'il n'y a aucun effet de masque à quelque niveau que ce soit. Puisque les messages ne sont probablement pas différents des messages reçus dans les conditions ordinaires, l'effet présent ne peut donc avoir son origine qu'aux niveaux supérieurs du cortex.



On pourrait alors envisager l'hypothèse suivante: la superposition au message sensoriel venant de l'oreille testée de potentiels nerveux arrivant par les voies contralatérales rendrait plus difficiles les jugements du sujet. En effet, dans toutes les mesures psychosensorielles, on fait appel à une réponse consciente, délibérée, de la part du sujet: il ne donne pas une réponse automatique, il donne un jugement véritable. Tant qu'il lui paraît assuré qu'il n'a vraiment ou probablement rien perçu, il répond négativement; il ne répond affirmativement que quand il se sent plus ou moins assuré d'avoir perçu ce sur quoi son attention est portée par la consigne donnée. Dans cette perspective, le seuil différentiel représente la limite à la possibilité du jugement demandé; on conçoit, alors, que, même s'il y a une certaine variation dans les messages reçus, aucun jugement différentiel affirmatif ne puisse être porté par un sujet tant que cette différence est insuffisante pour permettre le minimum d'assurances nécessaire pour une réponse affirmative. Mais, s'il en est ainsi, le jugement doit être plus difficile si le sujet est gêné dans ses jugements, ou si les messages sensoriels sont rendus moins compréhensibles; en particulier, un son contralatéral de même fréquence, et, qui plus est, ne variant pas en même temps que la variation à percevoir, doit constituer une gêne. On conçoit alors fort bien que tout doive se passer comme si le son était réduit sur l'oreille testée; l'existence d'une limite identique dans tous les cas (sons faibles sur l'oreille testée en présence ou en l'absence de son contralatéral, sons intenses contralateralement) s'explique alors très bien.

Il semble pourtant qu'il y ait une objection à une telle explication: la trop faible dispersion des résultats. Mais sans aller aussi loin que de supposer un effet de gêne véritable, ne pourrait-on penser à la nécessité d'un contraste? Pour que le sujet perçoive une variation, les apports sensoriels devraient être suffisamment différents pour que leur différence contraste sur un fond sensoriel constant; et ceci d'autant plus qu'il peut y avoir des interférences sensorielles au niveau du cortex lui-même.

## 5. Conclusions

Ainsi, un son contralatéral invariable et de même fréquence augmente le seuil différentiel de l'oreille testée, contrairement à ce qu'on aurait pu attendre du fait de la sommation des messages sensoriels droit et gauche.

Tout se passe comme si les apports sensoriels de l'oreille testée étaient réduits au niveau du cortex, par suite de la superposition d'apports sensoriels contralatéraux.

Et pourtant, tout semble prouver que cette réduction n'est pas due à un effet de masque. Les causes d'un tel effet doivent se trouver aux niveaux supérieurs du cortex, au niveau de la perception consciente. Peut-être, l'effet présent est-il dû à la nécessité de l'existence d'un contraste suffisant sur un fond sensoriel constant pour qu'il y ait perception de différence, bien plus qu'à une gêne résultant de la présence de ce fond.

L'effet présenté ici nous rappelle que la sensation n'est pas seulement le résultat du fonctionnement des organes sensoriels, même si l'on tient compte de la transmission par les voies nerveuses et de la projection sur les aires sensorielles corticales. Le cerveau y participe dans tout son ensemble.

Enfin, sur un plan purement pratique, on est en droit de se poser la question suivante: jusqu'à quel point, les faits présentés ici n'ont-ils pas une répercussion dans les conditions courantes d'écoute? Dans la vie courante, nous écoutons avec nos deux oreilles; or, ce que reçoit une oreille est, en général, plus ou moins différent de ce que reçoit l'autre oreille, car le milieu acoustique environnant n'est jamais homogène. Ce problème serait à étudier.

(Reçu le 6 Février 1956.)

## Bibliographie

- [1] CHOCHOLLE, R., *Acustica* 4 [1954], 99—100.
- [2] CHOCHOLLE, R., *Acustica* 4 [1954], 341—350.
- [3] CHOCHOLLE, R., *Acustica* 5 [1955], 134—141.
- [4] STEVENS, S. S., MORGAN, C. T. et VOLKMANN, J., *Amer. J. Psychol.* 54 [1941], 315—335.
- [5] WEGEL, R. L. et LANE, C. E., *Phys. Rev.* 23 [1924], 266—285.

# A SUBJECTIVE METHOD FOR EVALUATION OF SOUND INSULATION\*

by J. J. GELUK

Radio-Omroep, Hilversum, Netherlands

## Summary

A method is described by which it is possible to simulate, by means of electronic circuits, the behaviour of wall constructions against air-borne sound. The normally used equivalent circuits are practically impossible to realise and therefore a more simple network has been chosen. Single and double wall constructions are both incorporated, being correct for the low frequency range only. A recording of the sound level at the site of the future construction enables the architect to judge the residual sound level in the finished building, taking into account the discrepancies that exist between simple theory and practical measurements. These discrepancies are however not accurately known for light-weight constructions, so the method is not suited for those cases.

## Sommaire

On décrit une méthode permettant de simuler au moyen de circuits électroniques le comportement d'assemblages de parois vis à vis du son aérien. Les circuits équivalents qu'on utilise normalement sont pratiquement impossibles à réaliser, de sorte qu'on a choisi un réseau plus simple. On a considéré des constructions avec paroi simple ou double, l'équivalence n'étant valable qu'aux basses fréquences. En enregistrant le niveau sonore au lieu de la future construction, l'architecte pourra estimer le niveau sonore résiduel dans l'édifice achevé, compte tenu des écarts existants entre la théorie simple et les résultats de mesures pratiques. Toutefois, comme ces écarts ne sont pas connus avec précision pour les constructions légères, la méthode n'est pas applicable à celles-ci.

## Zusammenfassung

Mit Hilfe einer elektrischen Nachbildung wird das Verhalten von Wandkonstruktionen gegenüber Luftschall untersucht. Da die üblichen Ersatzschaltbilder praktisch nicht zu realisieren sind, wurden vereinfachte Schaltungen benutzt, um sowohl einfache als auch Doppelwände nachzubilden, wobei man aber nur im Gebiet der tiefen Frequenzen genaue Übereinstimmung erhält. Durch Messung des Schallpegels an einer der späteren Baukonstruktion entsprechenden Stelle ist der Architekt in der Lage, den Rest-Schallpegel im fertigen Gebäude zu beurteilen, wenn die Abweichungen zwischen der einfachen Theorie und den praktischen Meßergebnissen berücksichtigt werden. Diese Abweichungen sind für leichte Strukturen nicht genau bekannt und die Methode ist für diesen Fall nicht verwendbar.

## 1. Introduction

During the last decade the insulation of walls against air-borne sound has been studied thoroughly, theoretically as well as experimentally. Numerous constructions have been tested in the laboratory as well as in the field, but the figures measured are seldom evaluated as to their significance for suppressing the disturbing effect of common residual sounds. For the architect the experimental results are meaningless however, as long as their subjective evaluation cannot be given.

Gradually the problem becomes more relevant by the increasing sound level in modern cities and the newer methods of building construction, so that it seems worthwhile indeed to study also this side of

the insulation problem. Also the effect of transients, giving a persistence of the transmitted sound cannot be given by a dB number.

With the aid of electronic circuits one can simulate the transmission loss of single and even double walls. It is rather difficult to decide upon what should be considered as the standard transmission loss curve for single and double walls. One might take the insulation characteristics derived along mathematical lines as a standard, but we know they are not in agreement with experiments. We do know, however, to what extent they are wrong, so we decided to take theory as a basis and to take into account more or less the known discrepancies between theory and experiment [6].

The advantage of having an electronic simulating network is of course that every architect can, with its aid, and a recording of the noise at the site of

\* Paper read at the 2<sup>nd</sup> I.C.A. Congress, Cambridge, Mass., U.S.A., June 1956.



the future building listen to the effect of insulation of a planned construction and determine empirically and by himself the minimum of cost to guarantee a certain background level.

Only for constructions, where the single- or double wall structure is clearly maintained, the simulation is acceptable; however for light-weight constructions the analogue circuit would be too complicated to involve all theoretical and practical influences. The criterium for the heavier constructions lies in the very low frequency range, so the higher resonance-frequencies for double walls need not to be taken into account.

## 2. Theoretical considerations

To begin with we shall consider in some detail the behaviour of an infinite double wall at normal incidence, homogeneously filled with a medium of known properties (e. g. air or a fibrous material); the leaves of the cavity wall will be considered as simple masses, an approximation that reasonably holds up to highest frequencies that are of practical interest [7]. The analogous circuit of a double wall is than as shown in Fig. 1, with

- $p_i$  sound pressure of the incident wave just in front of the wall,
- $p_0$  sound pressure in the cavity at the input side (side I),
- $p_l$  ditto at the output side (side II),
- $p_d$  sound pressure of the transmitted wave just behind the wall,
- $M_1, M_2$  mass per  $m^2$  of the leaves,
- $R$  specific acoustic wave impedance of air ( $415 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ ).

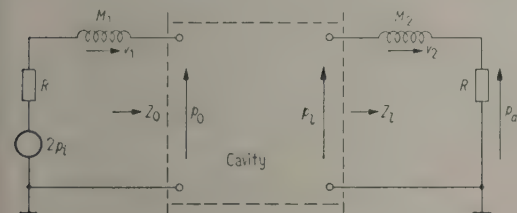


Fig. 1. Analogue circuit for double-wall insulation.

If we further denote the depth of the cavity by  $l$  and assume the cavity to be filled with homogeneous material having a wave impedance  $Z$  and a complex wave number  $k$ , we have

$$Z_l = R + j \omega M_2 \quad (1)$$

$$\text{and } Z_0 = Z \frac{Z_l \cos k l + j Z \sin k l}{j Z_l \sin k l + Z \cos k l} \quad (2)$$

The various sound pressures are interrelated by

$$\begin{aligned} p_d &= p_l \frac{R}{Z_l}; \\ p_l &= p_0 \left( \cos k l - j \frac{Z}{Z_0} \sin k l \right); \\ p_0 &= 2 p_i \frac{Z_0}{Z_0 + R + j \omega M_1} \end{aligned}$$

whence

$$\frac{p_i}{p_d} = \frac{R + j \omega M_1 + Z_0}{2 R} \frac{Z_l}{Z_0 \cos k l - j Z \sin k l} \quad (3)$$

From eq. (1), (2) and (3) one can derive the insulation in decibels for different frequency regions.

### Case a) $kl \rightarrow 0$ , very low frequencies

In this case the cavity may be regarded as a lumped capacitor in parallel, the impedance of which tends to infinity as compared to the impedance  $R$  and  $j \omega M_{1,2}$  with decreasing frequency. It can be shown easily that the mass-law holds in this case if  $M_t = M_1 + M_2$  is taken as the effective mass. The insulation  $i$  (in dB) becomes

$$i = 10 \log [1 + (\omega M_t / 2 R)^2]$$

or when  $\omega M_t \gg 2 R$

$$i = 20 \log (\omega M_t / 2 R) \quad (4)$$

One of the aims of the present research was to compare subjectively the behaviour of single and double walls. The well-known low-frequency asymptotic value just found can therefore be considered as our reference to which the insulation of double walls will be compared.

### Case b) $kl < \frac{1}{2}$ , low and medium frequencies

In this case we take  $\sin k l = k l$  and  $\cos k l = 1$ . Eq. (2) then reduces to

$$Z_0 = \frac{Z Z_l / j k l}{Z / j k l + Z_l}$$

since  $Z < Z_l$  and  $Z k l \ll Z_l$ . Obviously  $Z_0$  can be considered as the result of a connection in parallel of two impedances  $Z_l$  and  $Z / j k l$ ;  $Z_0$  will be large in respect to  $Z k l$  because it can be written as

$$Z_0 = Z k l \frac{1}{k l \left( \frac{Z}{Z_l} + j k l \right)},$$

in which  $k l$  and  $Z / Z_l$  are  $< 1$ .

Eq. (3) then yields

$$\frac{p_i}{p_d} = \frac{R + j \omega M_1 + Z_0}{2 R} \frac{Z_l}{Z_0}$$

which can be rewritten in the form

$$\frac{p_i}{p_d} = \frac{R + j\omega M_1}{2R} \frac{R + j\omega M_2}{2R} \frac{2R}{Z_p} \quad (5)$$

where  $Z_p$  stands for the parallel impedance of  $Z_0$  and  $R + j\omega M_1$  (Fig. 2).

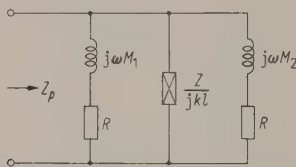


Fig. 2. Resonance determining circuit for double-walls.

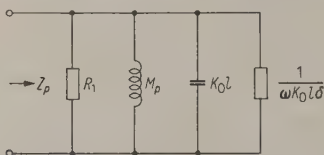


Fig. 3. Parallel-circuit for determination of insulation of double-walls.

Of special interest is the frequency, for which  $Z_p$  becomes a maximum, and consequently the insulation has a low value.

To this end it is advantageous to transform Fig. 2 into Fig. 3, which can be done by the following reasoning. If  $Z$  and  $k$  are real (e.g. if the cavity is filled with air),  $Z/jkl$  is the impedance of a loss-free capacitor.  $Z$  equals  $\rho c$  ( $\rho$  density and  $c$  velocity of sound),  $k = \omega/c$ , so that  $Z/jkl = \rho c^2/j\omega l$ . In this expression  $\rho c^2$  is the bulk modulus of the material in the cavity (e.g. air),  $1/\rho c^2$  therefore the compressibility or specific volume compliance  $K$ . Therefore

$$Z/jkl = 1/j\omega Kl.$$

If the material, filling the cavity, is not loss-free the reasoning still holds, provided  $Z$ ,  $k$ ,  $\rho c^2$  and  $K$  are considered as complex quantities.  $Z/jkl$  is no longer analogous to the capacitance of a loss-free capacitor, but to that of a capacitor with a certain loss angle.

The values of  $C$  and  $R$  in Fig. 3 can easily be verified, then, by putting

$$K = K_0(1 - j\delta)$$

where  $\delta$  is the angle of loss of the compliance of the filler of the cavity.

The values of  $M_p$  and  $R_1$  can easily be found to be  $M_p \approx$  the parallel mass of  $M_1$  and  $M_2$ ,

$$M_p \approx M_1 M_2 / (M_1 + M_2),$$

$$R_1 \approx \frac{\omega^2}{R} \frac{M_1^2 M_2^2}{M_1^2 + M_2^2}.$$

The resonance pulsance  $\omega_0$  is obviously determined by (see Fig. 3)

$$\omega_0^2 = 1/M_p K_0 l;$$

the transmission at this frequency can be computed then, from eq. (5), to be

$$\left| \frac{p_i}{p_d} \right| = \mu + \frac{\omega_0 M_t}{2R} \delta, \quad (6)$$

where  $\mu = \frac{1}{2} \left( \frac{M_1}{M_2} + \frac{M_2}{M_1} \right)$ , i.e. is a function of the

ratio of the masses of the respective leaves.  $\mu$  equals unity for  $M_1 = M_2$  [5].

In deriving the approximate eq. (6) the following harmless assumptions have been made

$$R/j\omega M_1 \ll 1 \quad \text{and} \quad R/j\omega M_2 \ll 1.$$

When  $M_1 = M_2$  and the construction is loss-free, i.e.  $\mu = 1$  and  $\delta = 0$  the insulation becomes zero for this specific frequency. It might seem that this conclusion is only approximately true since all equations are only approximations. It can be shown, however, that the insulation equals zero exactly in resonance (still for  $\mu = 1$  and  $\delta = 0$ ) even in the case of the higher resonances to be discussed later.

Eq. (6) shows further that a very low value of  $\delta$  is sufficient to increase the insulation in resonance considerably, a conclusion that applies better the heavier the construction. It appears, therefore, that especially in light weight structures attention should be paid to increasing the damping near resonance by suitably choosing the filling material.

We will restrict ourselves from now to constructions for which is  $M_1 = M_2$ , i.e.  $\mu = 1$ .

One might try to aim at such a value of  $\delta$  that even in resonance the double wall is not worse than an equally heavy single wall. Comparing eq. (5) and (6) and bearing in mind that  $\mu = 1$  one finds then

$$\delta = 1$$

as the greatest useful value that  $\delta$  should have.

Above the first resonance frequency  $\omega_0$  the impedance  $Z_p$  is mainly determined by a capacitor and a resistance in parallel,

$$\frac{1}{Z_p} = \frac{1}{R_1} + \omega K_0 l \delta + j\omega K_0 l.$$

In practical constructions  $\delta$  will be smaller than 1; furthermore  $1/R_1$  approaches for  $M_1 = M_2$  to

$$\frac{1}{R_1} \approx \frac{2R}{\omega^2 M_1^2}$$

which is normally small in respect to  $\omega K_0 l$  ( $l > 0.01$  m,  $M_1 > 10$  kg/m<sup>2</sup>).

Substituting  $1/Z_p$  as  $j\omega K_0 l$  in (5) we find

$$\left| \frac{p_i}{p_d} \right| = \frac{\omega M_1}{2R} \frac{\omega M_2}{2R} 2\omega K_0 R l, \quad (7)$$

$$i_{\omega > \omega_0} \approx i_{M_1} + i_{M_2} + 20 \log 2 \omega K_0 R l.$$



The last term is zero when  $2 \omega K_0 R l = 1$ ; for an air-filled cavity this means that  $2 \omega l/c = 1$  or  $k l = \frac{1}{2}$ . This value is just the limit of our conditions, mentioned under Case b), and therefore an increase in insulation on the basis of this formula is not justified.

The expression (5) can be rewritten to

$$i_{\omega > \omega_0} = i_{M_t} + 40 \log(\omega/\omega_0) + 10 \log(1 + \delta^2). \quad (8)$$

This formula shows that in addition to the 6 dB/oct. line for  $M_t$ , a line of 12 dB/oct. should be added; from  $\omega_0$  on the general tangent changes from 6 dB/oct. to 18 dB/oct.

### Case c) $k l > \frac{1}{2}$

In this region the average insulation figure will be great, due to the steep increase of 18 dB/oct. However, some peculiarities occur at distinct frequencies, e. g.

$$k l = \frac{2 n + 1}{4} \cdot 2 \pi.$$

The impedance  $Z_l$  transforms itself along the cavity to  $Z_0 = Z^2/Z_l$  and the pressure relation becomes

$$\frac{p_i}{p_d} = \frac{(R + j \omega M_1)(R + j \omega M_2)}{2 R} \cdot 2,$$

which means that for those frequencies the insulation is

$$i_{f = c(2 n + 1)/4 l} = i_{M_1} + i_{M_2} + 6 \text{ dB}. \quad (9)$$

This value increases with frequency as a 12 dB/oct. line, but holds only for these specific frequencies.

### Case d) $k l = n \pi$

For these frequencies  $Z_l$  transforms into the same impedance for  $Z_0$  and the insulation is governed by

$$\frac{p_i}{p_d} = \frac{2 R + j \omega (M_1 + M_2)}{2 R} \quad \text{and} \quad i_{f = c n/2 l} = i_{M_t}. \quad (10)$$

These figures, however, are not the minimum values in the frequency region, as can be shown by considering the impedance diagram [1].

For loss-free constructions the impedance as seen by the generator is always a point on a circle, shifted over a distance  $\omega M_1$  in respect to the impedance circle for  $Z_l$  (Fig. 4). In the case of  $M_1 = M_2$  any shifted circle goes through  $R$ , so the incident wave has no reflection, and for loss-free transmission there remains no insulation at all.

The impedance  $Z_0$  then is  $R - j \omega M_1$  and the relation exists from (3)

$$\left| \frac{p_i}{p_d} \right| = 1 = \frac{2 R}{2 R} \left| \frac{R + j \omega M_1}{(R - j \omega M_1) \cos k l - j R \sin k l} \right|$$

from which follows:

$$\tan k l = 2 R/\omega M_1 \quad \text{and} \quad k l \approx 2 R/\omega M_1 + n \pi \quad (\text{Fig. 5}).$$

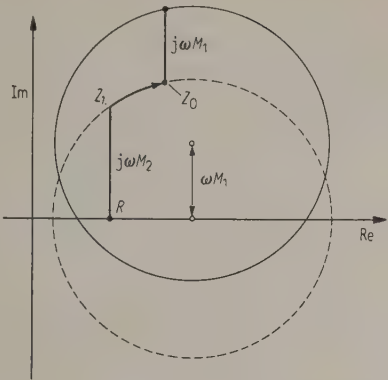


Fig. 4. Impedance diagram for double-walls.

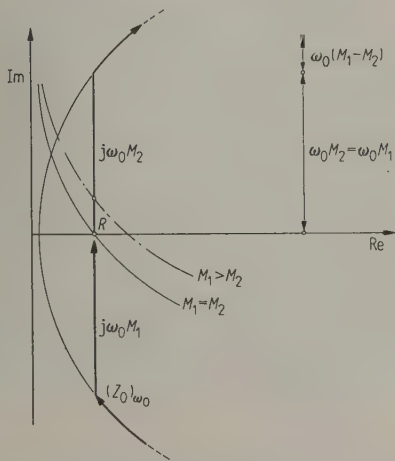


Fig. 5. Impedance of double-wall near resonance.

Because  $2 R/\omega M_1$  is always small in respect to  $\pi/4$  the exact minima differ slightly from  $k l = n \pi$ .

For walls, having different mass, there remains on these points a loss of

$$\left| \frac{p_i}{p_d} \right| = \left| \frac{2 R + j \omega (M_1 - M_2)}{2 R} \right| \approx \frac{\omega (M_1 - M_2)}{2 R}$$

what might be considerable for higher resonance-frequencies. This value, however, is not a minimum, and certainly not for the first resonance-frequency.

For constructions, having inherent loss, it might be possible to obtain for a certain frequency no reflection of the incident wave ( $Z_0 = R - j \omega M_1$ ) but the insulation figure will not fall to zero.

In Fig. 6 the transmission-loss is given for a normal double construction, from which it is obvious that the low frequency range ( $f < 100$  c/s) is the most critical one; taking into account, that the threshold of hearing is approximately a 12 dB/oct. line, it shows that this still holds. For single walls the inverse is true, if the threshold of hearing is taken into





The whole circuit is given in Fig. 8, which speaks for itself. Also a possibility is made, to judge the residual noise while masked by the normal sound level in the room itself.

#### 4. Discrepancies with practice

For practical constructions the theory given above has many simplifications, that are not all justified.

First the finite size of the walls gives rise to a number of natural frequencies, decreasing the insulation factor considerably [2]. Depending on the lowest natural frequency the decrease is of the order of 10 dB, and increases with the lowest resonance frequency. Secondly the incident wave in practice has any angle of incidence between 0 and  $\pm \pi/2$ . This again decreases the insulation by a few decibels.

Holes and gaps in the wall construction have not been regarded, as well as porosity of the wall-material; a considerable divergence in the slope of the transmission-loss therefore is not likely to occur, except where the loss figure exceeds the refraction limit ( $\approx 72$  dB per wall).

Also the effect of coincidence [3] influences the results of the simple theory of wall insulation. Due to the rather heavy constructions, we are considering, the critical frequency lies in the low-frequency range. On the other hand the wave-lengths in the wall no longer remain small compared with the clamping dimensions, so the theory of CREMER does not give complete information. Furthermore the internal friction is disregarded and an approximate formula can be given [1]:

$$i = i_{M, c} - 10 \log(1/\varepsilon) + 30 \log(f/f_c) - 3$$

in which is

$i_{M, c}$  insulation according to the "mass-law" for  $f_c$ ,  
 $f_c$  critical frequency,  
 $\varepsilon$  tangent of the loss-angle of the wall (to be compared with  $\delta$  for the filling material).

Although  $\varepsilon$  is very small for most building materials, it seemed to be much higher for practical constructions; nevertheless the insulation grows rapidly by about 10 dB/oct. and for double-wall constructions with unequally shaped walls it is doubtful if this phenomenon can give rise to much discrepancy with the simple theory.

Finally the wall thickness for higher frequencies becomes comparable with the wavelength; so for those frequency-regions the discrepancies will be quite severe. As mentioned before, we excluded however this frequency range.

To a rough approximation the total discrepancy between practice and theory will be of the order of 14 dB. This level-difference is built into the analo-

gue circuit by means of a push-button switch, enabling at the same time to make the subjective evaluation a procedure of differential observation.

First the dials are set to an acceptable combination, then the knob is pushed, increasing the original level by 14 dB. The judgement of the residual sound then should remain acceptable.

#### 5. Some subjective evaluations

With the aid of the "electronic-wall" 10 critical observers were asked to set the controls in such positions so, that pushing the 14 dB knob made no audible difference in residual sound. As original sound, streetnoise was chosen (Paris), that was given in three different levels (80, 90 and 100 phons).



Fig. 9. Measurement with "electronic wall".

Except the loudspeaker (this must be one with very good low-frequency response) the set-up is illustrated in Fig. 9. Table I gives for single- and double-wall constructions an average result. Not all of the settings are feasible in practice because values of  $\delta$  as great as 2 or higher are not yet available. It is astonishing however, that with rather light walls and extremely damped large cavities, a good insulation can be achieved. We also have to take into consideration that the original sound in this case has a rather small amount of high notes. The whole construction, however, should be built according to these values. If this is not done, it would be possible to evaluate the transmitted sound by taking two or more electronic circuits, each set to a part of the construction; the outcoming signals then could be mixed proportionally to their respective surfaces.

#### 6. The measurement of $\delta$

In order to choose a good cavity-filling the measurement of  $\delta$  is of great importance. Apart from the inherent losses in the leaves itself, it will always be the aim to make  $\delta$  of the filling-material

Table I

Loudness of streetnoise	Single wall $M_t$	Double wall			
		$M_t$	$f_0$	$\delta$	$l$
	kg/m <sup>2</sup>	kg/m <sup>2</sup>	c/s		cm
80 phon (16 sone)	100	50	150	0.66	1.3
		25	50	0.05	23
		20	50	2.0	29
		20	32	0.07	60
90 phon (32 sone)	200	100	50	0.05	5.8
		30	50	2.0	19.5
		30	32	0.07	40
		20	32	3.1	60
100 phon (64 sone)	400	200	50	0.05	2.9
		80	50	2.0	7.2
		60	32	0.07	20
		30	32	3.1	40
		30	23	0.1	90
		20	23	4.0	135

as great as possible. The way of filling is normally done in such a manner, that the pressure throughout the cavity can be considered as constant and therefore the cavity-impedance is really "lumped".

Fig. 10. Measurement of  $\tan \delta$  of cavity filling.

The experimental set-up is given in Fig. 10; a volume of  $25 \text{ cm} \times 25 \text{ cm} \times 25 \text{ cm}$  can be partly filled with the material under test, according to the proposed construction. A volume-displacement, having the same frequency as the first wall-resonance, is given by an exciter and measured by a pick-up; the resulting pressure is measured by an elastic suspended microphone.

At first a measurement is done with the volume empty; by means of a phase-shifting network, the amplified signals of pressure and volume-displace-

ment are brought in anti-phase relation. By adding both signals, the minimum-amplitude gives a sharp indication of this anti-phase position. After filling the cavity, only the amplification in one circuit is changed until a minimum value of the added signals is obtained. This value, relative to the amplitude of the volume-displacement then gives  $\tan \delta$ . Due to some back-ground noise and distortion a minimum value of  $\tan \delta = 0.02$  can be measured, which value is already quite unsatisfactory for normal wall constructions.

(Received 4<sup>th</sup> August 1956.)

## Literature

- [1] KOSTEN, C. W., in "Technical aspects of sound", Vol. I; edited E. G. RICHARDSON. Elsevier Publ. Co., Amsterdam 1953.
- [2] BRÜEL, P. V., Sound insulation and room acoustics. Chapman & Hall, London 1951.
- [3] CREMER, L., Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik; Band III: Wellentheoretische Raumakustik. S. Hirzel Verlag, Leipzig 1950.
- [4] PARKIN, P. H. and SCHOLES, W. E., The effect of the "slope" of the insulation of a partition on the loudness reduction of speech and music. (Note E 214, Symposium Marseille, 1950.)
- [5] BRAND, W., Tube measurements and sound insulation. Tech. Rev. Brüel & Kjær, Oct. 1954.
- [6] RADEMACHER, H. J., Subjektive Bewertung der Schalldämmung, untersucht an elektrisch nachgebildeten Schalldämmkurven. Acustica 5 [1955], 19–27.
- [7] WINTERGERST, E., Theorie der Schalldurchlässigkeit von einfachen und zusammengesetzten Wänden. Schalltechnik 4 [1931], H. 6, 85–91; 5 [1932], H. 1, 1–8.



# NOUVEAUX ESSAIS SUR L' ACTION DES BRUITS SUR LE SYSTÈME ENDOCRINIEN \*

par J. D. ROMANI et P. BUGARD

Centre d'Endocrinologie Hôpital Laënnec, Paris

## Sommaire

Certaines souches de cobayes peuvent mourir 12 à 48 heures après avoir été exposées à des sons de 100 à 125 dB pendant 15 à 25 minutes. Ces animaux montrent de la congestion de l'antéhypophyse avec dégranulation des cellules  $\alpha$ , une inhibition de la thyroïde et une diminution des lipides du cortex surrénal. Cette réaction d'alarme au stade d'épuisement contraste avec l'adaptation du système endocrinien de chiens et de lapins soumis à des bruits beaucoup plus intenses (130 à 140 dB) pendant des temps plus prolongés (1 à 4 heures).

## Zusammenfassung

Bei gewissen empfindlichen Meerschweinchen-Arten kann eine Schalleinwirkung (100 bis 125 dB; 15 bis 25 Minuten) sehr oft nach 12 bis 48 Stunden zu tödlichen Auswirkungen führen. Dabei treten Blutandrang in der Antehypophyse verbunden mit Zersetzung von Zellen, Hemmung der Schilddrüse und eine Verminderung der Ausscheidungen der Nebennieren-Rinde in Erscheinung. Diese Alarm-Reaktion im Erschöpfungszustand steht im Gegensatz zu der gut kompensierten endokrinen Reaktion bei Hunden und Kaninchen, die längere Zeit (1 bis 4 Stunden) starkem Schall (130 bis 140 dB) ausgesetzt waren.

## Summary

Certain sensitive strains of guinea-pigs submitted to sounds (100 to 125 dB, 15 to 25 minutes) often show lethal effects after 12 to 48 hours. There is evidence of a congestion of the antehypophysis with a degranulation of  $\alpha$  cells, an inhibition of the thyroid, and a decrease of the lipids of the adrenal cortex. This alarm reaction at the stage of exhaustion contrasts with the well-compensated endocrine reaction of dogs and rabbits submitted to very intense sounds (130 to 140 dB) during longer times of exposure (1 to 4 hours).

## 1. Introduction

Nous avons déjà étudié l'hyperactivité du système endocrinien provoquée par les bruits intenses chez le chien et le lapin. Ces réactions apparaissent 2 à 4 heures environ après la fin d'un bruit de 130 à 140 dB agissant de quelques minutes à 4 heures et sont marquées par une augmentation et une hyperchromatophilie des cellules acidophiles de l'antéhypophyse, une hyperactivité de la thyroïde, une hyperplasie de la corticosurrénale avec une augmentation des granulations lipidiques soudanophiles. Dans la circulation générale on observe 2 à 4 heures après le bruit une éosinopénie, une lymphopénie et une polynucléose neutrophile, ainsi qu'une augmentation inconstante mais parfois considérable de la glycémie.

Ces réactions restent dans les limites physiologiques, l'état général de l'animal est conservé; on a même pu prolonger les expositions au bruit intense pendant 200 heures réparties sur deux mois, et voir disparaître ces réactions d'hyperplasie et d'hyper-

activité, avec un retour des glandes endocrines à un fonctionnement normal.

Nous avons déjà été frappés par l'intolérance du cobaye envers les bruits intenses et par la dispersion de leurs réponses, en contraste avec les hyperactivités endocriniennes, la lymphopénie et l'éosinopénie assez régulières du chien et du lapin ([1] à [5]).

Nous avons repris les expériences chez le cobaye soumis à des bruits de niveau élevé.

## 2. Technique et résultats

Un lot de cobayes d'un poids moyen de 500 g a été soumis pendant 15 à 25 minutes au bruit d'une sonnette électrique dans les mêmes conditions que précédemment. Compte tenu du mouvement des animaux dans la cage d'expérience, le niveau sonore a varié de 97 à 125 dB. On a également recherché les variations de l'excitabilité nerveuse provoquées par les bruits.

Pendant l'action du bruit les animaux sont effrayés: dans les heures qui suivent ils restent immobiles et blottis dans leur cage, refusant presque toute alimentation. On n'a pas observé chez eux de

\* Communication présentée au 2<sup>me</sup> Congrès International d'Acoustique, Cambridge, Mass., États Unis, Juin 1956.

crise tonique ni clonique du type de la crise audiotogène du rat [6]. 75% des animaux sont morts spontanément dans les 12 à 48 heures qui ont suivi l'exposition au bruit.

L'examen histologique du système endocrinien a donné les résultats suivants:

*Hypophyse:* Aspect d'hyperfonctionnement avec hypervascularisation. Sinus et capillaires larges et gorgés de sang. Dégranulation généralisée des cellules acidophiles; il existe quelques cellules acidophiles hypergranulaires à noyau pycnotique. Très rares cellules basophiles  $\beta$  d'aspect normal.

*Thyroïde:* Aspect de sidération thyroïdienne. Vésicules larges à épithélium aplati et à noyaux pycnotiques. Très rares follicules à épithélium cylindrique d'aspect actif. Raptus hémorragiques intra et extra folliculaires.

*Surrénales:* Aspect uniformément sombre de la fasciculée et de la réticulée. La coloration au Soudan montre une diminution de la charge lipidique, mais moins importante qu'après ACTH ou stress léthal. Capillaires élargis et gorgés de sang.

*Poumons:* Alvéolite hémorragique du type lésions de REILLY [7].

*Ganglions lymphatiques:* lymphocytolyse avec pycnose nucléaire et destruction des follicules clos: aspect de réaction d'alarme.

### 3. Discussion

75% des animaux ont donc présenté une réaction d'alarme avec épuisement de l'hypophyse et sidération thyroïdienne, et sont morts. En comparaison, les chiens et les lapins des expériences précédentes avaient mieux supporté des bruits plus intenses (130 à 140 dB): ils avaient présenté d'abord une réaction d'alarme mieux adaptée, et dans un second temps ils avaient acquis par l'adaptation une bonne résistance au bruit. Nous avons par contre observé, avec des ultrasons de basse fréquence et de niveau considérable (160 à 165 dB) une mort très rapide des animaux en hyperthermie et paralysies: leurs

surrénales avaient seulement montré une fonte de la médullaire et une corticale intacte, comme si la réaction d'alarme n'avait pas eu le temps de s'établir [8]. On peut alors résumer ces résultats dans le Tableau I.

Dans le cas des cobayes, il semble difficile d'envisager une action traumatique de l'énergie acoustique, pas plus qu'une dégradation de cette énergie en chaleur: les quantités d'énergie en cause dans cette dernière expérience sont très faibles, et de l'ordre de  $10^{-5}$  à  $10^{-3}$  W/cm<sup>2</sup>. Des expériences antérieures nous avaient montré qu'il fallait atteindre au moins  $10^{-1}$  à 1 W/cm<sup>2</sup> pour observer un effet léthal rapide de l'énergie acoustique.

Il paraît plus vraisemblable d'admettre que le bruit a provoqué un stress psychologique et un effet sur le système nerveux central par les voies auditives centripètes chez des sujets particulièrement sensibles. L'intensité de la réponse endocrinienne a dépassé son but et a entraîné par une sécrétion massive de thyrotrophine et de corticotrophine hypophysaires une sidération de la thyroïde et un début d'épuisement de la surrénale, alors que chez les chiens et les lapins exposés à un bruit pourtant plus intense, cette réaction d'alarme plus modérée était restée dans des limites physiologiques.

Par contre chez les lapins soumis à l'action d'une sirène ultra sonore puissante, pendant des temps très courts de 1 à 4 minutes la mort est survenue par une action directe de l'énergie acoustique ayant provoqué des destructions tissulaires massives, des brûlures cutanées, et une élévation considérable de la température centrale de l'animal: seul le tout premier stade du cycle: medullo-surrénale/hypophyse/thyroïde/corticosurrénale a eu le temps de s'établir, et on a assisté à une fonte de la médullaire. La mort immédiate du lapin dans ce cas, est très différente de la mort retardée du cobaye, animal très sensible au stress sonore, qui a présenté une réaction d'alarme aigue pour un traumatisme acoustique très modéré.

(Reçu le 17 Septembre 1956.)

Tableau I

Agent acoustique	Animaux	Réactions
Bruits de réacteurs 1 à 4 kHz, 130 à 140 dB	chiens et lapins	hyperactivité hypophysaire, thyroïdienne et surrénale, lymphopénie, éosinopénie (réaction d'alarme moyenne)
pendant 1 à 4 heures		
pendant 200 heures	id	retour à un fonctionnement endocrinien normal (adaptation)
Ultrasons de 160 à 165 dB 22,5 kHz, 1 à 4 minutes	lapins	mort rapide en hyperthermie, fonte de la médullo-surrénale
Sons de 97 à 125 dB, 15 à 25 minutes	cobayes	épuisement de l'hypophyse, sidération de la thyroïde (syndrome d'alarme aigu, mort en 12 à 48 heures)



Bibliographie

- [1] BUGARD, P., Thesis Doctorat es Sciences, Paris 1955, 144.  
[2] BUGARD, P., Presse Med. **63** [1955], 493 — 494.  
[3] BUGARD, P., SOUVRAS, H., VALADE, P., COSTE, E. et SALLE, J., Sem. Hôp. Paris 29, **65** [1953], 3299 — 3312.  
[4] BUGARD, P., SOUVRAS, H., VALADE, P., COSTE, E. et SALLE, J., C. R. Soc. Biol. **147** [1953], 2007.  
[5] MILINE, R., Medecinski pregled, n° 2, Oct. 1948, n° 3, Fevr. 1949, Novi-Sad, Jugoslavia.  
[6] FRINGS, H. et FRINGS, M., J. acoust. Soc. Amer. **24** [1952], 163 — 169.  
[7] REILLY, J. et GRISLAIN, J. R., Ann. de Méd. **48** [1947], 113 — 159.  
[8] BUGARD, P., SOUVRAS, H., VALADE, P., COSTE, E. et SALLE, J., C. R. Soc. Biol. **147** [1953], 1918.

ACTION DES BRUITS SUR L'EXCITABILITÉ  
NEURO-MUSCULAIRE\*

par P. BUGARD et J. D. ROMANI

Centre d'Endocrinologie Hôpital Laënnec, Paris

Sommaire

Des sons de 100 à 125 dB abaissent le seuil de réponse motrice du nerf sciatique chez le cobaye. Cette hyperexcitabilité semble d'origine centrale. L'anesthésie générale à l'éther ne modifie pas l'excitabilité du nerf sciatique et protège l'animal contre l'hyperexcitabilité causée par le bruit. Toute expérience sur l'action sonique chez l'animal nécessite l'examen préalable du niveau de bruit dans le Laboratoire et impose de manipuler les sujets avec précaution, afin d'éviter toute hyperexcitabilité parasite.

Zusammenfassung

Bei Schalleinwirkung (100 bis 125 dB) wird die Reizschwelle des Ischiasnervs von Meerschweinchen herabgesetzt. Bei dieser Zunahme der Reizbarkeit scheint es sich um eine zentrale Reaktion zu handeln. Eine Vollnarkose mit Äther beeinflusst die Reizbarkeit nicht, verhindert aber eine Überreizbarkeit durch Schalleinwirkung. Derartige Untersuchungen des Schalleinflusses erfordern gewisse Vorsichtsmaßnahmen hinsichtlich des Störpegels aus der Umgebung und eine sorgfältige Behandlung der Tiere, um nicht schon vorher eine Überreizbarkeit hervorzurufen.

Summary

Sounds (100 to 125 dB) lower the motive threshold of the sciatic nerve in guinea-pigs. This increase of the excitability seems due to a central action. General anesthesia with ether does not affect the excitability of the sciatic nerve, and protects the animals against overexcitability due to noise. Experiments with sounds require precautions concerning the basic environmental level of noise, and careful manipulations of the animals in order to avoid a prior induced hyperexcitability of the animals.

1. Introduction

Les bruits entraînent des troubles auditifs, mais aussi des effets extra-auditifs notamment sur le Système Nerveux central et autonome. Chez l'homme exposé pendant plusieurs heures à des bruits intenses, nous avons observé un état de fatigue et d'irritabilité [1], [2]. Les réflexes ostéo-tendineux deviennent très vifs, et il apparaît fréquemment un signe de CHVOSTEK : GRANDPIERRE et LEMAIRE [3] ont aussi noté chez l'animal exposé pendant plusieurs heures à un bruit de 4 kHz, un léger abaissement des chronaxies des nerfs moteurs, et une augmentation considérable du réflexe solaire. LEHMANN [4] a montré que chez l'homme les bruits ont une action

constante mais non uniforme sur le système nerveux autonome, et accentuent la tendance vagotonique ou sympathicotonique propre à chaque sujet.

D'une manière générale, l'action extra auditive propre des bruits est délicate à mettre en évidence, et difficilement séparable des effets psychologiques qui dépendent eux mêmes de la valeur affective du bruit (neutre ou insolite, agréable ou désagréable). Nous avons déjà insisté sur ce point [5].

2. Technique et résultats

2.1. Nous avons recherché sur un groupe de cobayes les variations de l'excitabilité du nerf sciatique sous l'influence du bruit, à l'aide du Rhéotome électronique de PLUVEN et GUIOT [6].

Cet appareil permet de délivrer pendant des temps allant de 0,03 ms à 1000 ms des signaux électriques

\* Communication présentée au 2<sup>m</sup>e Congrès International d'Acoustique, Cambridge, Mass., États Unis, Juin 1956.

sensiblement rectangulaires d'intensité connue. On peut ainsi rechercher point par point à l'aide d'une électrode négative le seuil d'excitabilité d'un nerf ou d'un muscle donnés, et construire la courbe d'excitabilité en fonction du temps déjà décrite par LAPICQUE [7]. Cette courbe décroît au fur et à mesure que la durée du passage du courant augmente, pour devenir asymptotique à l'axe des abscisses: cette intensité constante étant le seuil galvanique ou rhéobase. De même la courbe est asymptotique à l'axe des intensités, le seuil de réponse se faisant pour des intensités très élevées et des temps très courts.

Un sujet est devenu hyperexcitable s'il faut employer moins de courant pour obtenir le seuil, et hypoexcitable dans le cas contraire.

L'excitabilité a été recherchée au niveau du nerf sciatique du cobaye, le seuil de réponse étant donné par l'extension liminaire de la patte postérieure.

2.2. Nous avons utilisé comme source de bruit deux sonnettes électriques d'appartenance dont les niveaux sonores sont les suivants en fonction des distances <sup>1</sup>.

Tableau I		
Distances	Sonnette forte	Sonnette faible
2 cm	125 dB	96 dB
10 cm	105 dB	80 dB
20 cm	97 dB	72 dB

La sonnette a été placée à l'extrémité d'une petite cage de 20 cm de long renfermant l'animal. Compte tenu des déplacements de cet animal dans la cage, les niveaux sonores ont donc varié dans les limites du tableau ci-dessus. La durée d'exposition a été de 15 et 25 minutes.

2.3. La mesure des seuils d'excitabilité a été faite au préalable sur des cobayes témoins non anesthésiés, sans bruit. On a ensuite mesuré l'excitabilité de sujets en expérience, sans anesthésie, et sous anesthésie, avant, pendant et après l'action du bruit. On avait vérifié sur un autre groupe de témoins que l'anesthésie à l'éther ne modifiait pas sensiblement l'excitabilité.

2.4. On a d'abord observé chez un groupe de sujets nouvellement arrivés dans le laboratoire, que le seuil d'excitabilité augmentait légèrement pendant les premiers jours, pour se fixer ensuite à des chiffres un peu abaissés, en dehors de tout bruit expérimental: les cobayes se montraient donc hyperexcitables par rapport à leur état initial à l'arrivée.

2.5. On a observé également que même sans bruit, il était nécessaire de prendre des précautions

pour manipuler les animaux et les fixer sans anesthésie d'une manière ni trop lâche ni trop rigide sur la table d'examen. Le fait est particulièrement évident chez les sujets émotifs, et notamment chez le jeune lapin: on voit chez lui l'excitabilité augmenter au cours d'un examen de quelques minutes. Plus l'animal est effrayé, plus le seuil s'abaisse, jusqu'à ce qu'apparaisse une période d'épuisement pendant lequel l'animal inerte devient hypoexcitable.

Le cobaye s'est montré moins émotif, mais il a été nécessaire de faire plusieurs mesures préalables avec le minimum de traumatisme et de bruit parasite. Dans l'ensemble, et compte tenu des réserves de la section 2.4, on a obtenu des courbes standard assez constantes, préalables à l'effet du bruit expérimental.

2.6. Les résultats de l'action du bruit chez un groupe de cobayes sont donnés dans le tableau suivant:

Tableau II		
Hypoexcitabilité	Pas de modification	Hyperexcitabilité
0	33%	66%

On voit que la majorité des animaux répond par une augmentation de l'excitabilité: l'abaissement du seuil peut apparaître dès l'installation du bruit et s'amplifier ensuite; plus souvent elle est manifeste seulement après quelques minutes. Elle est marquée alors par un décalage modéré de la courbe vers le bas, de 1 mA par rapport à la courbe de référence. Ce décalage porte aussi sur la rhéobase. La chronaxie ne nous a pas paru subir de variation significative. La diminution du seuil d'excitabilité subsiste après l'action du bruit pendant quelques heures. Il est à noter que l'hyperexcitabilité se manifeste aussi par une diffusion de la réponse motrice qui devient plus ample au seuil et qui diffuse vers la patte controlatérale.

L'intensité du bruit et sa durée semblent agir pour leur propre compte: la sonnette forte pendant 25 minutes agit nettement plus que la sonnette faible pendant 15 min.

Chez l'animal anesthésié et soumis au bruit, on n'observe pas de variation significative de l'excitabilité.

Enfin, 75% des cobayes exposés au bruit avec toutes les précautions nécessaires sont morts spontanément 12 à 48 heures après l'expérience: nous reviendrons sur ce point.

### 3. Discussion et conclusions

La discussion se révèle assez délicate. L'action du bruit provoque bien une hyperexcitabilité dans la majorité des cas, qui semble dépendre de l'intensité sonore et de la durée du bruit, mais d'autres

<sup>1</sup> Nous exprimons nos remerciements à MMrs CHAVASSE et LEHMANN, Ingénieurs du Centre National d'Études des Télécommunications, qui nous ont permis les mesures de niveau sonore.



facteurs viennent perturber l'expérience:

- le manque de soins dans la manipulation des animaux, les paroles (autre forme de bruit) et d'une manière générale, tous les gestes et bruits insolites pour l'animal.
- la durée du séjour des animaux dans le laboratoire, qu'on a vu influencer sur l'excitabilité.

Pour préciser ce second point, nous avons mesuré les niveaux sonores du laboratoire, en dehors de tout bruit expérimental. Il sont donnés dans le tableau suivant:

Tableau III

Conditions	Niveaux sonores
1 En absence de tout bruit parasite: fond sonore de l'élevage, bruit des animaux dans leurs cages	50 à 60 dB
2 Bruits parasites: - recharge de la chaudière de chauffage - nettoyage des cages - porte d'entrée du laboratoire claquée sans précaution	70 à 90 dB 75 à 80 dB 95 dB

On voit donc que notre expérimentation risquait d'être entachée d'erreur par le niveau de bruit élevé qui régnait dans le Laboratoire et l'élevage attenant, avant toute action du bruit expérimental. Ce niveau était supérieur, en pointe, à celui de la sonnette faible.

On peut alors penser que l'augmentation de l'excitabilité au cours du séjour est probablement due en partie au bruit élevé qui règne dans l'élevage.

Par ailleurs, le fait que l'audition du bruit sous anesthésie ne modifie pas sensiblement l'excitabilité, l'existence d'une réponse diffusée après le bruit, permettent de penser que l'agent sonore agit en partie comme un stress psychologique, difficilement dissociable des réactions induites sur les centres par le nerf auditif. Pour des niveaux sonores de 80 à 125 dB, le caractère insolite du bruit agit au moins autant que la propagation des influx nerveux par les voies centripètes. L'audition n'est elle pas par nature, un sens d'alarme destiné à alerter l'animal des dangers qui le menacent? Nos expériences antérieures nous avaient déjà montré ce fait, ainsi que l'accoutumance qui peut apparaître à la longue, chez des sujets moins impressionnables.

Toutefois, le fait que l'abaissement de seuil d'excitabilité s'installe progressivement en cours d'action du bruit, et lui survit, semble montrer que ce n'est pas l'installation seule du bruit qui agit: à l'effet psychologique d'un signal insolite, s'ajoute donc un effet propre sur l'excitabilité du système nerveux

central. Cet effet est peut être voisin de celui qui provoque les crises audiogènes chez certaines espèces de rats, [8/9], crises que nous n'avons jamais observé ni chez le cobaye, ni chez le lapin, ni chez le chien.

Cet effet est par contre très différent des actions mécaniques ou calorifiques qui surviennent avec des niveaux sonores ou ultrasonores énormes, tels qu'on peut les produire avec les sirènes de ALLEN et RUDNICK ou de PIMONOV (160 à 165 dB) et qui s'accompagnent de la mort rapide de l'animal paralysé et hyperthermique.

On peut donc tracer les conclusions suivantes:

1. Chez l'animal à l'état de veille, les bruits augmentent l'excitabilité nerveuse, d'une manière significative: il s'agirait plus d'une augmentation de l'excitabilité centrale que périphérique, la diffusion des réponses paraissant impliquer un réflexe sensitivo moteur et non pas simplement une hyperexcitabilité du nerf in situ.
2. Le bruit ne provoque d'hyperexcitabilité que s'il est nettement supérieur au niveau de l'ambiance sonore habituelle à l'animal. L'action d'un bruit expérimental ne peut donc être jugée que par référence avec le niveau de bruit moyen antérieur à l'expérience; tout essai sur les bruits nécessite de nombreuses précautions opératoires.
3. Chez l'animal anesthésié à l'éther, l'excitabilité n'est pas sensiblement modifiée. L'audition d'un bruit sous anesthésie ne donne pas de nouvelle modification, soit que l'anesthésie supprime le stress psychologique, soit qu'elle agisse sur la transmission des influx nerveux des voies auditives et sur les inter communications au niveau des centres. Ceci ne serait plus vrai pour des niveaux sonores ou ultrasonores énormes (160 à 165 dB) l'anesthésie générale ne paraissant pas atténuer l'action destructrice des ultrasons focalisés sur la peau, les tissus sous-jacents, et les centres nerveux.

(Reçu le 11 Septembre 1956.)

### Bibliographie

- [1] BUGARD, P., SALLE, J., SOUVRAS, H., VALADE, P. et COSTE, E., C. R. Soc. Biol. **148** [1954], 1072.
- [2] BUGARD, P., SOUVRAS, H., VALADE, P., COSTE, E. et SALLE, J., Sem. Hôp. Paris **29**, **65** [1953], 3299 à 3312.
- [3] GRANDPIERRE, R. et LEMAIRE, R., Elements de Médecine Aéronautique, Expansion Scientifique Française Paris 1948.
- [4] LEHMANN, G., Untersuchungen zur Frage der nervösen Lärmbelastung. Arbeitsgemeinschaft für Forschung des Landes Nordrhein-Westfalen. Karl-Arnold-Festschrift 1955, Köln u. Opladen 1955.
- [5] BUGARD, P., Les bruits complexes à spectre continu. Leur action biologique. Thesis Ph. Doct. Paris 1955.

- [6] PLUVEN, J. et GUIOT, G., *Presse Méd.* **8** [1955], 151.  
 [7] LAPICQUE, L., *La chronaxie et ses applications physiologiques*, Hermann ed., Paris 1938, p. 117.  
 [8] FRINGS, H., FRINGS, M. et KIVERT, A., *Jour. Mamm.* **32** [1951], 60–76.  
 [9] ALLEN, G. H., FRINGS, H. et RUDNICK, L., *J. acoust. Soc. Amer.* **20** [1948], 62–65.  
 [10] PIMONOW, L., *Ann. Télécommun.* **6** [1951], 23 à 26.  
 [11] BUGARD, P., SOUVRAS, H., VALADE, P., COSTE, E. et SALLE, J., *C. R. Soc. Biol.* **147** [1953], 1918.

## EMPIRICAL ACOUSTIC CRITERION\* (SECOND PAPER)

by T. SOMERVILLE and J. W. HEAD

British Broadcasting Corporation, London

### Summary

Further objective and subjective investigations have been carried out to test the validity of an empirical acoustic criterion. By this means it has been possible to establish for large enclosures an improved version of the original criterion and a new criterion, taking account of volume. A nomogram for the new criterion is included. For small enclosures, such as talks studios, it has been impossible to obtain satisfactory criteria and further investigation is necessary.

### Sommaire

De nouvelles recherches objectives et subjectives ont été faites pour vérifier la validité d'un critère acoustique empirique. Il a été possible d'établir ainsi, pour des grandes enceintes, une version améliorée du critère initial, et un nouveau critère tenant compte du volume. On donne un nomogramme relatif à ce nouveau critère. Il a été impossible d'obtenir des critères satisfaisants dans le cas de petites enceintes, comme les studios, et une nouvelle recherche s'avère nécessaire.

### Zusammenfassung

Um die Gültigkeit eines empirischen akustischen Kriteriums zu prüfen, wurden weitere objektive und subjektive Untersuchungen durchgeführt. Hierdurch wurde es möglich, dem ursprünglichen Kriterium eine verbesserte Form zu geben, und ein weiteres Kriterium, das die Volumenabhängigkeit berücksichtigt, aufzustellen. Für das letztere wird ein Nomogramm angegeben. Für kleine Räume, wie z. B. Sprecher-Studios, erwies sich bisher die Formulierung eines befriedigenden Kriteriums als unmöglich.

### 1. Introduction

In a previous paper [1], a tentative empirical acoustic criterion was described which gave good correspondence between a parameter determined by objectively measurable quantities and an individual subjective assessment of studio quality for about 25 enclosures. These 25 enclosures were the only ones for which adequate results were at that time available; it was realised that only extensive use of the tentative criterion could establish or disprove its validity. All that was claimed for this tentative criterion was that it indicated a way in which objective parameters could be combined to estimate subjective quality, on the assumption that the subjective and objective data for the 25 enclosures could be regarded as reliable, and representative of enclosures in general.

Since then many more measurements have been made and a comprehensive questionnaire has been issued within the B. B. C. in an attempt to collect the

necessary subjective data. The objective measurements were carried out in the manner described in the previous paper [1].

### 2. Subjective investigation

The collection of reliable subjective data is always the most difficult aspect of acoustic investigations. It is therefore necessary to contrive carefully-worded questionnaires if meaningful opinions are to be obtained. With this end in view, subjects were asked to give a numerical estimate of various acoustic characteristics for all the enclosures which they knew. The most important opinions required are on the overall quality of the enclosure. From these opinions some kind of collective subjective estimate of overall quality must be derived for comparison with objective measurements. In addition, detailed opinions were requested on certain specific qualities, for without this information it is difficult to interpret the opinions of overall quality. It was also hoped that these detailed opinions could be correlated with parameters associated with objective measurements. The subjective judgements were on

\* Paper read at the 2<sup>nd</sup> I. C. A. Congress, Cambridge, Mass., U.S.A., June 1956.



Table I  
Ratings for various studio characteristics

Characteristic	Class of studio	Rating		
Overall quality		Very good (10)	Average (5)	Very bad (0)
Liveness		Much too live (10)	Correct (5)	Much too dead (0)
Bass reverberation		Much too great (10)	Correct (5)	Much too small (0)
Top reverberation		Much too great (10)	Correct (5)	Much too small (0)
Acoustic variation over floor area	Drama	Much too great (10)	Correct (5)	Much too small (0)
Naturalness	Talks and drama	Very good (10)	Average (5)	Very bad (0)
Perspective	Drama and music	Very good (10)	Average (5)	Very bad (0)
Definition	Music	Very good (10)	Average (5)	Very bad (0)
Tonal quality	Music	Very rich (10)	Average (5)	Very dry (0)
Ease of performance		Very easy (10)	Average (5)	Very difficult (0)
Ease of hearing other performers	Music	Very easy (10)	Average (5)	Very difficult (0)
Undesirable colourations		Not serious (10)		Very serious (0)
Microphone position		Not critical (10)		Very critical (0)
Cubicle acoustics		Very good (10)	Average (5)	Very bad (0)

the same basis as in the previous paper [1] as explained on page 367, sections 2 and 3.

The questionnaire was circulated throughout the B. B. C., not only in London but in all other B. B. C. centres. Although the forms were designed so that large numbers of opinions could be analysed by punched-card methods, the response was disappointingly small; only 117 subjects returned questionnaires. Most subjects gave an opinion on overall quality, but many of them gave opinions on only a small number of the specific qualities, so that useful results concerning the opinions of specific acoustic qualities could not be obtained.

In all previous investigations of this nature, both here and abroad, the greatest difficulty has been to obtain any correlation between the different regions of a country, because so few subjects know a sufficiently high proportion of the enclosures. As it turned out in this investigation also, only a few subjects could comment on any enclosures outside their own particular region. Fortunately, in the B. B. C., there is a small group of five acoustic experts who know the principal studios and concert halls in the British Isles. All of them are scientists and musicians and in addition they have wide experience in the use of all types of studios. As a last resort it was therefore decided to analyse the overall-quality data from the 117 subjects and compare it with the opinions of the experts to see if the agreement was good. A correlation coefficient of 0.66 was obtained between the mean overall-quality value given by the experts and the mean overall-quality value given by the ordinary subjects. This is sufficient to indicate reasonable agreement between the majority of the subjects and the experts, who in these circumstances provide adequate cross cor-

relation between the various regions. The results from all regions were therefore pooled.

3. Relation between subjective and objective parameters

At the time of the previous investigation [1], values of the decay irregularity  $D$ , the reverberation irregularity  $R$  and the mean reverberation time  $T_m$  were known for some 25 enclosures of various sizes; the subjective overall qualities, as then assessed, varied considerably. It was noticed that if  $D + R$  was plotted against  $T_m$ , there was a "corridor" which, roughly speaking, included the good studios but not the others. Thereafter, a linear regression formula for  $(D + aR)$  on  $T_m$  was found, with  $a$  left unspecified, for six good enclosures. If this regression formula is

$$D + aR = A(a) + T_m B(a) \tag{1}$$

and we define 
$$X(a) = \frac{D + aR}{A(a) + T_m B(a)} \tag{2}$$

then  $X(a)$  will be near 1 for the six good enclosures and may have any value for the remainder. It was found that if  $a = 0.7$ , not only were the values of  $X(0.7)$  sufficiently close to 1 for these six enclosures, but also the values of  $X(0.7)$  for other enclosures were mostly between these limits if the enclosure was good, and outside these limits otherwise.  $A(0.7)$  was found to be 3.39 and  $B(0.7)$  was 1.43.

In the analysis of the new data a revised subjective assessment  $Z$  of overall quality was obtained, based on a suitable combination of opinions given in the questionnaire and of the opinions of the experts. A regression formula was then obtained for  $Z$  on  $D$ ,  $R$ ,  $T_m$  and  $V^{1/2}$ ,  $V$  being the volume which

was not taken into consideration in the earlier investigation. The result, for the 43 studios for which values of  $Z$ ,  $D$ ,  $R$ ,  $T_m$  and  $V$  were all available, was

$$Z = -0.439 D - 0.003321 R + \quad (3) \\ + 2.291 T_m - 0.007735 V^{1/3} - 0.692.$$

The values of  $Z$ ,  $D$ ,  $R$ ,  $T_m$  and  $V^{1/3}$  for the 43 studios are given in Table II. As the range of  $V^{1/3}$  is large, the smallness of the coefficient of  $V^{1/3}$  is more apparent than real, but the coefficient of  $R$  is remarkably small, and this is at variance with the known marked effects of an irregular reverberation-time/frequency characteristic, e.g. "boominess" or "silbance", both of which tend to be associated with low values of  $R$ .

A possible source of error is inherent in the present method of calculating  $D$ .  $D$  is the arithmetic mean of the decay irregularities measured at a number of arbitrarily chosen frequencies which are the same for all sizes of studios. Now in small studios the normal modes are widely separated at low frequencies, so it is possible for a particular and subjectively important normal mode to be almost entirely omitted or grossly over-emphasised because of the chance relation between the frequency of this normal mode and the nearest of the arbitrarily chosen frequencies used for calculating  $D$ . It was therefore decided to repeat the analysis of the results but in this case to separate small studios from large ones. A studio having a volume less than 6000 cu. ft (170 m<sup>3</sup>) can reasonably be called small. Now it happens that 24 enclosures out of the 43 here considered have volumes over 22000 cu. ft (623 m<sup>3</sup>) while 14 are small. 5 have volumes between 6000 and 11000 cu. ft (170 and 312 m<sup>3</sup>). Studios having volumes between 6000 and about 10000 cu. ft (170 and 283 m<sup>3</sup>) are usually expected to fulfil a variety of requirements and are, therefore, known as general purpose studios. This varied use makes it difficult for subjects to decide whether to give an opinion on a general-purpose studio as a talks studio, a drama studio, or a music studio and this difficulty was reflected in the subjective data. It was therefore decided to carry out the analysis for small studios with volumes below 6000 cu. ft (170 m<sup>3</sup>) and separately for large studios with volumes above 11000 cu. ft (312 m<sup>3</sup>), although in this case no results are available for studios having volumes between 11000 and 22000 cu. ft (312 m<sup>3</sup> and 623 m<sup>3</sup>).

The linear regression formula for overall quality  $Z$  in terms of  $D$ ,  $R$ ,  $T_m$  and  $V^{1/3}$  for large enclosures was found to be

$$Z = -0.2205 D - 0.0871 R + \quad (4) \\ + 3.0046 T_m - 0.01901 V^{1/3} - 1.3561.$$

It will be observed that the coefficient of  $R$  is no longer negligible and that the coefficient of  $V^{1/3}$  is also increased.

The analysis for small studios produced poor correlation between the subjective and objective data, a fact which is unfortunate, but not surprising. It appears to indicate that the objective analysis of small studios done in the present manner is not reliable. This may be because of the above-mentioned deficiencies in the derivation of  $D$  but another explanation is probable. During subjective tests on small studios it has been found that observers vary considerably in their objection to colourations in that some reject studios with colourations at very low frequencies while others are more disturbed by colourations at higher frequencies. Further subjective and objective investigation is therefore being carried out to decide whether a modification of  $D$  or an entirely new parameter will be required.

Applying now to the new data for large studios, a slightly improved form of the technique used to obtain the criterion number  $X$  in [1], so that  $V^{1/3}$  is omitted, the modified criterion number  $X'$  is

$$X' = (D + 0.3262 R) / (1.6387 + 1.5362 T_m). \quad (5)$$

Fig. 1 shows the results plotted in the same manner as in the previous report [1]. In this case most good enclosures can be expected to have values of  $X'$  between 0.88 and 1.08. Most average enclosures have values of  $X'$  between 1.08 and 1.45, and bad enclosures have values over 1.45.

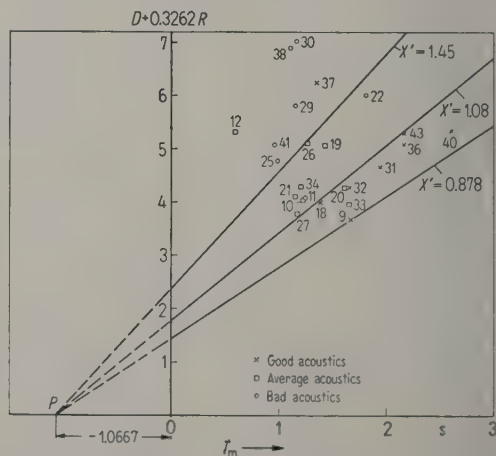


Fig. 1. Distribution of large studios when  $D + 0.3262 R$  is plotted against  $T_m$  (studio numbers are as in Table II).

A nomogram has been designed, as explained in [2], for the graphical determination of calculated overall quality and is shown in Fig. 2; it is in fact a geometrical way of expressing the regression formula (4) for  $Z$  in terms of  $D$ ,  $R$ ,  $T_m$  and  $V^{1/3}$  for



Table II  
Objective parameters  $D$ ,  $R$ ,  $T_m$  and  $V^{1/3}$  and quality-parameter  $Z$  for 43 enclosures

Number and name	$D$	$R$	$T_m$	$V^{1/3}$	$Z$
1 Aeolian 2	2.55	9	0.58	20.8	-0.45
2 Broadcasting House 3A	3.4	7	0.59	21.10	-2.27
3 Broadcasting House 3B	3.9	2	0.38	10.83	-1.30
4 Broadcasting House 3C	1.95	-2	0.38	10.91	-1.82
5 Broadcasting House 3D	3.1	1	0.37	11.24	-2.50
6 Broadcasting House 3E	3.4	0	0.62	18.80	-4.88
7 Broadcasting House 6C	2.4	5	0.335	16.98	3.09
8 Egton 3G	3.5	1	0.305	11.64	0.83
9 Maida Vale 1	2.7	3	1.66	61.27	3.50
10 Maida Vale 2	3.4	2	1.22	39.15	0.84
11 Maida Vale 3	3.1	3	1.24	39.15	-2.26
12 Maida Vale 5	3.35	6	0.59	29.12	1.17
13 Portland Place 1	2.0	4	0.35	17.14	-1.74
14 Portland Place 2	3.1	1	0.42	14.26	-2.83
15 Portland Place 3	3.1	4	0.57	18.47	-0.14
16 Portland Place 4	2.0	4	0.49	17.43	-2.63
17 Portland Place 5	2.5	3	0.51	17.86	-0.25
18 Concert Hall Broadcasting House	2.7	4	1.38	50.00	2.55
19 Camden Theatre	3.1	6	1.42	68.68	0.02
20 Criterion	3.3	3	1.64	43.09	1.39
21 Paris Cinema	2.8	4	1.14	31.07	0.55
22 Royal Festival Hall	3.4	8	1.8	90.86	-0.97
23 Bush House 11	2.95	2.5	0.38	12.64	-1.29
24 Bush House 20	3.15	2	0.385	14.88	-0.59
25 Birmingham 4	2.8	6	0.98	32.08	-1.96
26 Birmingham Vestry Hall	2.5	8	1.26	38.70	1.39
27 Belfast 1	2.8	3	1.17	42.17	0.53
28 Belfast 5	3.0	1	0.605	18.85	0.21
29 Belfast 8	3.2	8	1.15	31.01	-0.67
30 Manchester 1	3.1	12	1.16	33.62	-0.67
31 Manchester Free Trade Hall	2.7	6	1.93	86.62	1.48
32 Manchester Milton Hall	3.3	3	1.65	45.33	1.83
33 Liverpool Philharmonic Hall	2.65	4	1.65	78.02	1.05
34 Edinburgh 1	3.3	3	1.2	51.68	0.77
35 Edinburgh 5	2.9	6	0.40	12.7	-2.18
36 Edinburgh Usher Hall	4.1	3	2.15	81.43	2.50
37 Glasgow 1	3.3	9	1.34	56.67	2.59
38 Glasgow 2	3.3	11	1.10	28.64	0.04
39 Glasgow 8	2.3	4	0.42	14.26	1.63
40 Glasgow St. Andrews Hall	3.4	6	2.6	84.34	4.46
41 Bristol 1	3.1	6	0.96	38.70	-2.60
42 Bristol 5	3.05	4	0.60	16.87	0.24
43 Bristol Colston Hall	2.7	8	2.15	76.63	1.68

large enclosures. As an example of the use of this nomogram consider St. Andrew's Hall. First join the point  $T_m=2.6$  to  $R=6$ ; this line, marked St. Andrews (1), meets the uncalibrated  $R_1$ -scale in  $X_1$ . Then join the point  $D=3.4$  to  $V^{1/3}=84.34$ ; this line, marked St. Andrews (2), meets the uncalibrat-

ed  $R_2$ -scale in  $Y_1$ . Join  $Y_1 X_1$  and produce this line, marked St. Andrews (3), to meet the  $Z$ -scale and read off the required value of  $Z$ , which is about 3.57 as compared with 3.58 obtained from eq. (4) by calculation. The corresponding lines for Bristol 1 are shown in Fig. 2.

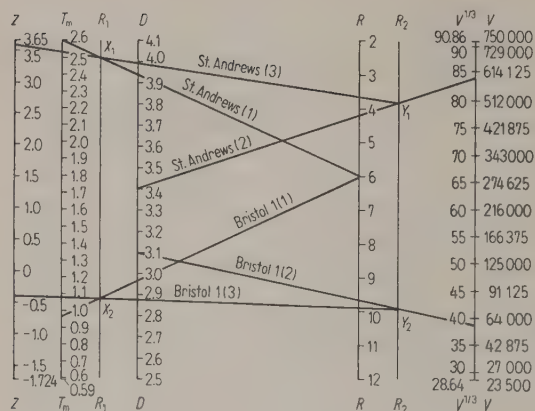


Fig. 2. Nomogram representing regression formula (4).

#### 4. Comparison of criteria

In this investigation the observers were asked to rank their assessments from 0 to 10, although it has always been suspected that this would cause great difficulty. In contriving the original criterion it was assumed that a division into three groups, say, good, average and bad was all that was practicable. It is on this basis that Fig. 1 has been plotted. The corresponding division of the subjective quality parameter  $Z$  into three categories for large enclosures is somewhat arbitrary; it has been chosen so that the numbers in the three classes are as nearly equal as possible, and so as to avoid borderline cases. Table III shows the large enclosures (identified by the numbers used in Table II) for which  $Z$  is within the limits specified at the top of the column and the value of  $X'$  given by eq. (5) is as specified at the left of the row.

It is clear that the agreement between  $Z$  and  $X'$  is good and that to design using  $X'$  as a criterion is sufficiently accurate for most purposes. A curious result is that if a table similar to Table III is made with the subjective quality parameter  $Z$  replaced by the calculated value obtained from eq. (4) with similar arbitrary division of the calculated values into three categories, there are only two large en-

closures (Nos. 18 and 38) for which the  $X'$  category is different from the calculated- $Z$  category. In effect, this means that the original criterion which did not take account of  $V^{1/3}$  is sufficiently accurate for most purposes.

#### 5. Conclusion

This investigation indicates once again the difficulties which beset any attempts to correlate subjective with objective data. In spite of these difficulties, however, an acoustic criterion for large enclosures has been established with reasonable validity. After further investigation it will no doubt be possible to extend the criterion to cover in addition studios down to a volume of 6000 cu. ft (170 m<sup>3</sup>).

Further investigation, which is now proceeding, is necessary to elucidate the difficulties in the derivation of  $D$  for small studios having volumes below 6000 cu. ft. It may prove to be essential to devise an additional factor to take care of the wide spacing of the normal modes at low frequencies for such studios or the known fact that such studios are often rejected because of colouration at specific frequencies.

Some criticism has been levelled at the criterion by RETTINGER [3], on the grounds that  $D$ , which he considers may be a good measure of diffusion, has been merged with other parameters. It is true that  $D$  is a good indicator of changes in diffusion but it has so far been impossible to correlate the subjective effects of diffusion with the measurements. The reason for this is that at present the subjective effects of diffusion and reverberation cannot be separated, so that the only alternative in the light of present knowledge is to associate the objective parameters in one criterion.

(Received February 2nd, 1956.)

#### References

- [1] SOMERVILLE, T., An empirical acoustic criterion. *Acustica* 3 [1953], 365–369.
- [2] ALLCOCK, H. J. and JONES, J. R., The nomogram (revised 1950 by J. G. L. Michel), 4th edition. Pitman Publ., London 1950.
- [3] RETTINGER, M., Sound diffusion in rooms. *Audio Engng.* 38 [1954], 19, 61.

Table III Three-category comparison of  $Z$  and  $X'$ 

	Bad $Z$ ( $Z < 0$ )	Average $Z$ ( $0 < Z < 1.45$ )	Good $Z$ ( $Z > 1.45$ )
Good $X'$ ( $0.88 < X' < 1.08$ )	None	Nos. 20, 33 (2 encl.)	Nos. 9, 18, 31, 32, 36, 40, 43 (7 encl.)
Average $X'$ ( $1.08 < X' < 1.45$ )	Nos. 11, 22 (2 encl.)	Nos. 10, 19, 21, 26, 27, 34 (6 encl.)	None
Bad $X'$ ( $X' > 1.45$ )	Nos. 25, 29, 30, 38, 41 (5 encl.)	No. 12 (1 encl.)	No. 37 (1 encl.)



# IMPÉDANCE D'ONDE ET IMPÉDANCE SPÉCIFIQUE EN ACOUSTIQUE\*

par G. LAVILLE et TH. VOGEL

Centre National de la Recherche Scientifique, C.R.S.I.M., Marseille

## Sommaire

Si l'on définit l'impédance comme un opérateur permettant de remonter d'une grandeur «effet» à une grandeur «cause» (en hydrodynamique, de la vitesse à la pression), on voit que le champ des impédances au sein d'une onde est uniforme pour une onde plane, et dans ce cas seulement. Ainsi, dans le cas unidimensionnel, l'impédance est spécifique en dehors de toute hypothèse. Ce caractère absolu de l'impédance d'une onde plane permet de construire un étalon, dont un exemple cylindrique est décrit et discuté. La situation change entièrement dès qu'intervient une deuxième dimension (onde plane tombant sur un obstacle oblique, ou cas plus compliqués); la spécificité de l'impédance d'un obstacle est alors un postulat, dont on montre l'intérêt et les raisons d'attraction, mais qui doit être justifié par l'expérience. Une discussion des conditions possibles montre qu'on peut hésiter entre les hypothèses d'une impédance spécifique normale, qui assimile l'obstacle à un fluide parfait, ou oblique, qui généralise la précédente, et permet de considérer le fluide équivalent comme visqueux, ou même de traiter l'obstacle en solide isotrope. On montre comment on peut vérifier expérimentalement si l'une ou l'autre de ces hypothèses est applicable, et l'on donne les résultats d'une série de telles vérifications.

## Zusammenfassung

Wird die Impedanz als ein Operator definiert, der von einer „Wirkungsgröße“ auf eine „Ursachengröße“ schließen läßt, so erhält man nur im Fall einer ebenen Welle ein einheitliches Impedanzfeld. Im eindimensionalen Fall liegt also ein „spezifischer“ Widerstand vor. Ein zylindrisches Modell hierzu wird beschrieben und diskutiert. Bei mehreren Dimensionen sind die Verhältnisse grundsätzlich anders. Daß der Widerstand eines Hindernisses auch dann noch „spezifisch“ ist, ist eine zusätzliche Forderung, deren Nützlichkeit experimentell bestätigt werden muß. Eine Diskussion der möglichen Bedingungen führt auf zwei Hypothesen, die eines „spezifischen normalen Widerstandes“ und die eines „spezifischen schrägen Widerstandes“. Die erste betrachtet das Hindernis als ideale Flüssigkeit, die zweite — eine Verallgemeinerung der ersten — faßt das Hindernis als viskose Flüssigkeit oder als isotropen Festkörper auf. Es wird gezeigt, wie man im einzelnen Fall experimentell zwischen den beiden Hypothesen entscheiden kann.

## Summary

If impedance is defined as an operator that permits one to go from an “effect” back to a “cause” (in hydrodynamics, from velocity to pressure), it is seen that the impedance field of a wave is constant only in the case of a plane wave. This absolute character of the impedance of a plane wave makes it possible to construct a standard, of which a cylindrical example is described and discussed. The situation changes completely once a second dimension is introduced (a plane wave striking an oblique obstacle or a more complicated case); the specific character of the impedance of an obstacle is generally assumed but must be checked by experiment. A discussion of the possible conditions shows that one can choose between two assumptions, one of a specific normal impedance which compares the obstacle to a perfect fluid, and the other, of an oblique impedance which generalizes the preceding case and makes it possible to consider the equivalent fluid as viscous or even to treat the obstacle as an isotropic solid. It is shown how to verify experimentally which of the two hypotheses is applicable, and results of such a verification are presented.

## 1. Introduction

L'idée de caractériser le comportement acoustique des matériaux de revêtement au moyen d'une «im-

pédance spécifique», au lieu du coefficient d'absorption précédemment seul employé, a gagné beaucoup de terrain depuis une vingtaine d'années. Ce mouvement correspond incontestablement à un progrès dans l'intelligence des phénomènes; mais il ne s'est peut-être pas toujours accompli sans une certaine

\* Communication présentée au 2<sup>m</sup>e Congrès International d'Acoustique, Cambridge, Mass., États Unis, Juin 1956.

confusion dans les idées, d'où la prise hâtive de positions qu'il conviendrait de mieux justifier. On voudrait, dans le présent travail qui fait suite à une publication antérieure [1], examiner dans cet esprit quelques points sur quoi on n'avait peut-être pas suffisamment insisté jusqu'ici.

On examinera d'abord la notion formelle d'impédance, d'où se déduit l'expression de l'impédance d'onde d'un fluide idéal, et on la distinguera du postulat suivant lequel il existe une impédance spécifique pour tout matériau formant les parois d'une enceinte contenant un tel fluide. On indiquera que, si cette impédance spécifique existe, on peut la mesurer au moyen d'un étalon fondé sur l'impédance d'onde, qui elle existe à coup sûr; enfin, on discutera des moyens de vérifier la validité du postulat de l'impédance spécifique, et on indiquera quelques résultats expérimentaux de telles vérifications.

## 2. Impédance en général et impédance d'onde

Le mot impédance a été forgé en 1886 par HEAVISIDE pour désigner le rapport entre la tension sinusoïdale appliquée à un circuit électrique et le courant qu'elle y provoque. Lorsque l'équation différentielle  $\mathbf{L}(i) = v$  est linéaire et à coefficients constants, et que les grandeurs varient dans le temps comme  $\exp(\omega t)$ ,  $\mathbf{L}(i)$  est numériquement égal au produit de  $i$  par une grandeur  $\mathbf{Z}$  qui ne dépend que de  $\omega$ , et l'on a  $\mathbf{Z}i = v$ . Ce résultat ne dépend évidemment pas de la nature physique des variables, et s'étend à tout système régi par une équation différentielle du même type.

Plus généralement donc, si  $f$  est une grandeur considérée comme cause (second membre donné d'une équation différentielle),  $u$  l'effet (fonction inconnue du premier membre), on pourra toujours considérer un opérateur  $\mathbf{Z}$  tel que  $\mathbf{Z}u = f$ ; son caractère tensoriel éventuel est déterminé par ceux de  $u$  et de  $f$ . Ainsi, en hydrodynamique (donc, en acoustique), on prendra pour  $f$  le tenseur des contraintes, pour  $u$  le vecteur vitesse,  $\mathbf{Z}$  sera donc en général un vecteur:

$$\mathbf{Z}^j u^k = t^{jk}.$$

En particulier, dans le cas d'un fluide idéal,  $t^{jk}$  est un tenseur isotrope  $\frac{1}{3} p g^{jk}$ , et

$$\mathbf{Z}^k u_k = p.$$

La distinction entre l'opérateur impédance et l'opérateur différentiel qui régit le système ne présente d'intérêt que dans la mesure où  $\mathbf{Z}$  peut caractériser numériquement et a priori le comportement du support matériel où se passeront les phénomènes, donc, si  $\mathbf{Z}$  se réduit à une constante (scalaire, vectorielle, etc. ...) pour un milieu homogène et une onde monochromatique tout au moins.

Or, si l'on considère une propagation d'ondes de potentiel des vitesses  $\varphi$  dans un fluide idéal, on a  $u = \text{grad } \varphi$  et  $p = \rho \partial \varphi / \partial t$ , donc

$$\mathbf{Z} \text{ grad } \varphi = \rho \partial \varphi / \partial t.$$

On voit que le vecteur  $\mathbf{Z}$  sera constant si, et seulement si, toutes les dérivations dans l'espace-temps reviennent à des multiplications par des constantes, donc si l'onde est monochromatique et plane. Un fluide idéal présente une impédance constante au passage d'une onde plane, et dans ce cas seul; cette impédance est spécifique du fluide, on la nomme son «impédance d'onde».

Si  $x$  est la direction de propagation d'une telle onde,  $k$  sa pulsation, l'expression générale de  $\varphi$  est

$$\varphi = (A e^{ikx} + B e^{-ikx}) e^{ikct}. \quad (1)$$

$A$  est l'amplitude de la composante «aller»,  $B$  celle de la composante «retour». Plaçons en  $x=0$  une paroi quelconque, au besoin fictive, mais de configuration invariable  $x=0$ : on aura sur cette paroi l'impédance d'onde

$$Z(0) = \frac{p(0)}{u(0)} = \rho c \frac{1 + (B/A)}{1 - (B/A)} \quad (2)$$

qu'on pourra appeler l'impédance de la paroi  $x=0$ . Pour une onde plane dont les composantes «aller» et «retour» ont des amplitudes dans un rapport donné, l'impédance de la paroi normale à l'onde est une constante déterminée.

Ce résultat est purement formel, il est exact et sans danger. Mais si l'on modifie (2) de façon apparemment anodine, en l'écrivant sous la forme

$$\frac{B}{A} = \frac{Z(0) - \rho c}{Z(0) + \rho c}, \quad (3)$$

on pourra être tenté d'énoncer (et beaucoup d'auteurs l'ont fait, explicitement ou implicitement): «le rapport des amplitudes des ondes incidente et réfléchie est une constante déterminée pour une paroi d'impédance donnée», ce qui laisse supposer qu'il existe une impédance spécifique attachée à la paroi: postulat où l'on glisse dangereusement, et qu'il ne faut pas accepter sans examen.

Ce glissement d'une notion formelle à un postulat n'a été rendu possible que parce qu'on a examiné un cas dégénéré, où l'équation d'onde se réduisant à une équation différentielle ordinaire, la solution générale dépend de constantes, au lieu de dépendre de fonctions arbitraires. Il suffit d'incliner tant soit peu la paroi pour que la possibilité de confusion disparaisse: pour déterminer alors le problème, il faut poser une condition aux limites, et celle-ci ne pourra provenir que d'un postulat, entièrement indépendant des considérations sur l'équation qui régit le phénomène à l'intérieur du domaine d'intégration.



### 3. Recherche a priori d'une condition aux limites acceptables

Pour être commode, une condition aux limites doit remplir certaines conditions a priori; ce n'est qu'après avoir été convaincu de l'impossibilité d'y satisfaire qu'on adoptera une autre hypothèse, laquelle entraînera fatalement de graves difficultés mathématiques.

1. La condition aux limites devra être linéaire: en effet, si l'on a adopté pour la plupart des problèmes d'acoustique l'approximation linéaire de l'équation du son, ce n'est pas parce que les déplacements sont petits, mais parce que le principe de superposition s'est avéré valable; or, il ne le serait plus si la condition aux limites n'était pas linéaire. Il faudra donc rechercher parmi les formes du premier degré en  $\varphi$  et en ses dérivées successives.

2. Elle devra être stable au sens d'ARONZAJN [2], en ce qui concerne les valeurs propres du domaine d'intégration; ce qui exclut l'intervention des termes d'ordre supérieur ou égal à celui de l'équation indéfinie, et ne laisse par conséquent subsister que les termes en  $\varphi$  et en ses dérivées premières (composantes de  $\text{grad } \varphi$ ). Notons que ceci est très satisfaisant pour le physicien, qui aurait quelque peine à admettre une condition mathématique qui ne serait pas immédiatement interprétable en termes d'observables  $p$  et  $u$ , donc  $\varphi$  et  $\text{grad } \varphi$ .

Ainsi, une condition aux limites acceptable serait de la forme

$$\alpha \varphi + \sum l_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} = 0 \text{ ou encore } \alpha \varphi + \mathbf{l} \cdot \text{grad } \varphi = 0 \quad (4)$$

où  $\mathbf{l}$  serait un vecteur unitaire attaché à chaque point de la frontière.

On remarquera qu'il est possible de reconnaître si une paroi est parfaitement réfléchissante sans rien savoir du mécanisme de l'absorption du son par une surface, ni de sa traduction mathématique; et qu'il est possible de réaliser une telle paroi sans absorption avec une précision suffisante. Or, dans ce cas limite, il n'y a pas de doute quant à la nature de la condition aux limites: il suffit d'exprimer que la paroi est impénétrable au fluide, soit  $\mathbf{n} \cdot \text{grad } \varphi = 0$ ,  $\mathbf{n}$  étant le vecteur unitaire porté par la normale à la paroi. Cette condition est bien du type (4), avec  $\alpha = 0$  et  $\mathbf{l} = \mathbf{n}$ . L'autre cas limite est celui de la paroi évanouissante, celui de la «fenêtre ouverte» dans le cas de l'acoustique des salles; la surface fictive de la paroi est alors une équipotentielle, et l'on peut écrire  $\varphi = 0$  qui est encore du type (4), avec  $\alpha$  infini.

Ainsi, les deux cas sur quoi nous savons quelque chose a priori s'accrochent bien de la condition hypo-

thétique (4), et viennent renforcer sa vraisemblance. Le coefficient  $\alpha$  est certainement spécifique, et varie de 0 (pas d'absorption) à  $\infty$  (absorption parfaite); quant au vecteur  $\mathbf{l}$ , nous savons seulement pour l'instant qu'il est dirigé suivant la normale lorsqu'il n'y a pas d'absorption. De deux choses l'une, donc:

1. ou bien (hypothèse la plus simple) il est normal dans tous les cas, donc déterminé entièrement par la configuration de la paroi, et non spécifique; la condition aux limites est

$$\alpha \varphi + \mathbf{n} \cdot \text{grad } \varphi = 0, \quad (5)$$

c'est celle qui a été utilisée par tous les auteurs depuis SCHUSTER et WAETZMANN [3];

2. ou bien (suggestion qui semble avoir été d'abord faite dans [1]) il peut avoir d'autres orientations pour certains matériaux, complication à quoi on n'aura naturellement recours que si cela s'avère indispensable.

On notera d'ailleurs que, dans l'un comme dans l'autre cas, un théorème classique d'analyse assure de l'existence et de l'unicité des solutions du problème aux limites.

### 4. Interprétation physique de la condition (5)

Soit  $D$  un domaine siège d'une propagation d'ondes,  $S$  sa frontière,  $\Sigma$  une surface qui le partage en deux parties  $D'$  et  $D''$ . Le problème aux limites

$$\begin{aligned} \Delta_2 \varphi + \omega^2 q \varphi &= f \text{ dans } D; \\ \alpha \varphi + \mathbf{n} \cdot \text{grad } \varphi &= 0 \text{ sur } S, \end{aligned} \quad (6)$$

où  $q$  est une fonction donnée de point dans  $D$ , a une solution unique, qui est celle de l'équation intégrale

$$\begin{aligned} 4 \pi \varphi(M) + \omega^2 \int_D q(P) \varphi(P) G(M, P) d\tau_P + \\ + \int_S G(M, Q) \text{grad } \varphi(Q) \cdot \mathbf{n}(Q) d\tau_Q = \\ = \int_D f(P) G(M, P) d\tau_P, \end{aligned} \quad (7)$$

où  $G(M, P)$  est la fonction de Green de la théorie du potentiel, relative au domaine  $D$  et à la condition de Neumann sur  $S$ . Cette solution prend des valeurs déterminées  $g(P)$  aux points  $P$  de  $\Sigma$ , et de même, si  $\mathbf{n}(P)$  est le vecteur unitaire normal à  $\Sigma$  et orienté vers  $D''$ ,  $\mathbf{n}(P) \cdot \text{grad } \varphi(P)$  prend des valeurs déterminées  $h(P)$ .

Or, il est évident que la solution (unique) du problème aux limites

$$\begin{aligned} \Delta_2 \psi + \omega^2 q \psi &= f \quad (D'), \\ \mathbf{n} \cdot \text{grad } \psi + \beta \psi &= 0 \quad \begin{cases} \beta = \alpha(S) \\ \beta = -h/g(\Sigma) \end{cases} \end{aligned} \quad (8)$$

coïncide avec la solution de (6) dans tout le domaine  $D'$ : on conclut qu'il est possible de rempla-

cer une portion quelconque du fluide où se propagent les ondes par une distribution convenable d'impédance sur la frontière fictive de cette portion. Ce résultat est analogue à celui que l'on a trouvé pour les ondes planes, sauf que, contrairement à l'«impédance d'onde», les impédances équivalentes varient ici d'un point  $P$  à l'autre, et dépendent de la nature de la portion retranchée et de ses parois.

La situation ne change pas essentiellement si  $q$ , au lieu d'être une fonction continue, est seulement composée d'arcs continus; la solution (7) reste valable presque partout (au sens de Lebesgue), et il y a seulement une discontinuité à la traversée de  $\Sigma$ , lieu des points de discontinuité de  $q$ . Pour trouver les «sauts» de  $\varphi$  et de son gradient à la traversée de cette surface, il suffit d'appliquer le théorème de Green à un domaine  $D'_-$  borné par une frontière immédiatement en deçà de  $\Sigma$ , puis à un domaine  $D'_+$  borné par une frontière immédiatement au delà de  $\Sigma$ ; on trouve ainsi, en désignant par des crochets le saut d'une fonction,

$$[q\varphi] = 0 \quad [\mathbf{n} \cdot \text{grad } \varphi] = 0.$$

Par conséquent, si nous remplaçons  $D''$  par une couche l'impédance sur  $\Sigma$ , celles-ci seront, en termes de potentiels dans  $D''$ ,

$$Z(P) = - \frac{q''(P)}{q'(P)} \cdot \frac{h''(P)}{g''(P)}.$$

Réciproquement, supposons que sur une surface  $\Sigma$  bornant partiellement une enceinte  $D'$  remplie d'un fluide homogène caractérisé par la constante  $q'$ , règne la condition

$$\mathbf{n} \cdot \text{grad } \varphi + \frac{1}{Z} \varphi = 0$$

on pourra toujours se représenter cette surface comme séparant  $D'$  d'un domaine  $D''$  qui le prolonge, et où vibre un fluide fictif, de constante caractéristique  $q''$  convenable; d'ailleurs, celle-ci sera en général complexe, puisque  $Z$  l'est en général (du fait du déphasage de la pression sur la vitesse).

On peut donc conclure que la condition (5) est la traduction mathématique de l'hypothèse suivante: tout se passe, du point de vue de l'absorption, comme si les ondes sonores pénétraient, à travers la paroi, dans un fluide idéal fictif, où la vitesse de propagation aurait une certaine valeur complexe. On reconnaît là l'hypothèse formulée par Scott [4].

## 5. Réalisation d'un étalon d'impédance

Les considérations qui précèdent permettent de réaliser une impédance dont la valeur soit indépendante de tout postulat physique, et résulte de mesures de vitesse de propagation et d'affaiblissement: autrement dit, un étalon d'impédance connu en va-

leur absolue. Il suffit pour cela de terminer réellement le domaine de propagation par une tranche de fluide absorbant.

Les équations de propagation d'une onde plane sinusoïdale de pulsation  $\omega$  se propageant dans un milieu homogène et isotrope peuvent s'écrire:

$$U = A e^{-\delta \varepsilon} e^{-i\varepsilon} + B e^{\delta \varepsilon} e^{i\varepsilon}, \\ \Pi = m/[1 - i\delta(A e^{-\delta \varepsilon} e^{-i\varepsilon} - B e^{\delta \varepsilon} e^{i\varepsilon})] \quad (9)$$

$U$  et  $\Pi$  désignent les amplitudes complexes de la vitesse et de la pression vibratoires; on a posé  $\varepsilon = \omega x/v$  où  $x$  désigne l'abscisse du plan considéré;  $v$  est une grandeur réelle qui représenterait la vitesse de propagation dans un milieu identique au milieu considéré mais dénué d'amortissement. On pose encore  $m = \rho v$  où  $\rho$  est la masse spécifique du milieu;  $\delta$  est un nombre réel qui définit l'amortissement. Enfin  $A$  et  $B$  sont deux constantes complexes dépendant des valeurs que prennent  $U$  et  $\Pi$  sur un plan particulier.

L'impédance relative au plan d'abscisse  $x$  est la grandeur complexe  $Z = \Pi/U$ .

*Cas où le milieu n'est pas absorbant*

$Z$  est susceptible d'une représentation géométrique simple.

Remarquons d'abord que  $m = \rho v$  est une grandeur énorme, de l'ordre de  $10^5$  à  $10^6$  et qu'un graphique en grandeur réelle est impraticable.

On considérera donc les équations

$$U = A e^{-i\varepsilon} + B e^{i\varepsilon}; \quad \pi = A e^{-i\varepsilon} - B e^{i\varepsilon} \quad (10)$$

ainsi que l'impédance réduite  $z = \pi/U = Z/m$ .

Ces équations se traduisent par le graphique de la Fig. 1 a. L'onde d'aller  $A e^{-i\varepsilon}$  est représentée par le vecteur  $\omega A$  de longueur  $a$  qui fait avec la direction de propagation  $\omega x$  l'angle  $-\varepsilon$ . L'onde de retour  $B e^{i\varepsilon}$  est représentée par  $\omega B$  de longueur  $b$  qui fait avec  $\omega x$  l'angle  $\varepsilon$ . La vitesse  $U$  est représentée par la diagonale  $\omega C$  du parallélogramme  $\omega ABC$ , et la pression réduite  $\pi$  par l'autre diagonale  $BA$ .

On peut aussi bien représenter  $U$  et  $\pi$  au facteur  $1/2$  près par la médiane  $\omega D$  et le demi-côté  $DA$  du triangle  $\omega AB$ , et l'on obtient le graphique très simple de la propagation représenté Fig. 1 b.

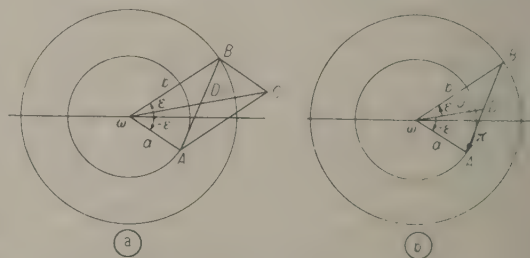


Fig. 1. Diagramme pour un milieu non absorbant.



Dans cette représentation, on a pris comme plan d'abscisse zéro l'un de ceux pour lesquels vitesse et pression sont en phase. Ce plan peut ne pas exister réellement mais on peut toujours, même s'il est virtuel, le prendre pour origine.

Quand  $x$  augmente, donc aussi  $\varepsilon$ , les côtés  $\omega A$  et  $\omega B$  tournent autour de  $\omega$  en gardant la même bissectrice et les points  $A$  et  $B$  décrivent des cercles de rayons  $a$  et  $b$ .

Ce graphique permet une étude simple et suggestive de la propagation d'ondes planes dans plusieurs milieux consécutifs, doués ou non de piézo-électricité; l'un de nous a ainsi jadis traité le problème du projecteur ultrasonore Langevin.

Dans le cas qui nous occupe, il nous donne de suite un abaque de l'impédance réduite  $z$ . On voit en effet (Fig. 1 a) que le vecteur  $DA$  représenterait  $z$  si le vecteur  $DC = \omega D$  représentait l'unité. Marquons donc dans le plan complexe  $xOy$  les deux points  $I$  ( $x=1, y=0$ ) et  $J$  ( $x=-1, y=0$ ) et construisons le triangle  $JMI$  semblable au triangle  $\omega AC$  et semblablement orienté. Alors  $OM$  représente  $z$ , et comme  $JM/IM = \omega A/AC = a/b$ , le lieu de  $M$  est un cercle de Poncelet dont  $I$  et  $J$  sont les points limites (Fig. 2). Le point  $M_0$  sur l'axe correspond au plan origine  $x=0$ , le point  $M_1$  au plan  $\varepsilon=\pi$ . Quant à l'angle de phase  $\varepsilon$ , on l'obtient en menant la droite  $MJ$  qui rencontre le cercle en  $M$ ; l'angle  $M_1M'$  compté sur le cercle dans le sens des angles décroissants mesure  $2\varepsilon$ .

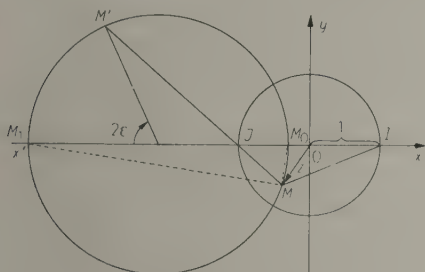


Fig. 2. Construction du cercle de Poncelet.

### Application à la construction d'une impédance variable

Un tuyau sonore rempli d'un fluide tel que de l'eau admet, dans les conditions où la théorie de Bernoulli est valable, les équations de propagation ci-dessus. Supposons-le fermé à une de ses extrémités par un bouchon d'un matériau convenable qui impose en ce plan une impédance déterminée. Adaptons-le par son autre extrémité à la suite d'un second tuyau où se propagent des ondes sinusoïdales. Il constituera pour ce dernier tuyau une impédance terminale que l'on pourra faire varier en modifiant sa longueur.

Mais ce qui précède montre qu'il n'est pas possible, quelle que soit la longueur que l'on donne au tuyau d'eau, d'obtenir une impédance terminale quelconque, la trajectoire du point  $M$  ne couvrant point le plan complexe entièrement. Etudions donc le cas suivant:

### Cas d'un milieu absorbant

En posant  $\delta = \tan \varphi$  les équations (9) s'écrivent

$$U = A e^{-\delta \varepsilon} e^{-i \varepsilon} - B e^{\delta \varepsilon} e^{i \varepsilon},$$
$$\Pi = m \cos \varphi e^{i \varepsilon} (A e^{-\delta \varepsilon} e^{-i \varepsilon} - B e^{\delta \varepsilon} e^{i \varepsilon})$$

et en nous limitant de suite au cas où sur le plan origine la pression est nulle (milieu absorbant adossé au vide ou pratiquement à l'air) nous écrivons les équations sous forme réduite

$$U = a e^{-\delta \varepsilon} e^{-i \varepsilon} + a e^{\delta \varepsilon} e^{i \varepsilon},$$
$$\pi = a e^{-\delta \varepsilon} e^{-i \varepsilon} - a e^{\delta \varepsilon} e^{i \varepsilon}. \quad (11)$$

Le graphique de propagation ne diffère du précédent qu'en ce que les points  $A$  et  $B$  décrivent, au lieu de deux cercles, une même spirale logarithmique dont l'équation est  $\rho = a e^{\delta \varepsilon}$ . Cette courbe est très facile à construire (Fig. 3) et pour chaque valeur de  $\varepsilon$  on obtient immédiatement le triangle  $\omega AC$  qui va donner l'impédance réduite

$$z = \pi/U \cdot e^{i \eta}.$$

Pour cela on trace dans le plan complexe  $xOy$  les deux axes  $0x'$  et  $0y'$  qui font avec  $0x$  et  $0y$  l'angle  $\varphi$ . On marque sur  $0x'$  les deux points  $I'$  ( $x'=1, y'=0$ ) et  $J'$  ( $x'=1, y'=0$ ) et l'on construit le triangle  $I'MJ'$  semblable à  $\omega AC$ . Dans le plan complexe  $xOy$  le point  $M$  est l'afixe de  $z$  (Fig. 4).

La trajectoire de  $M$  est une spirale qui part de 0 tangente à  $0y$  et qui s'enroule du point asymptotique  $J'$ . On la construit et la gradue facilement en  $\varepsilon$  d'après ce qui précède. Ses équations dans le plan  $y'Ox'$  sont

$$x' = \frac{-\sinh 2 \delta \varepsilon}{\cosh 2 \delta \varepsilon + \cos 2 \varepsilon}, \quad y' = \frac{-\sin 2 \delta \varepsilon}{\cosh 2 \delta \varepsilon + \cos 2 \varepsilon}.$$

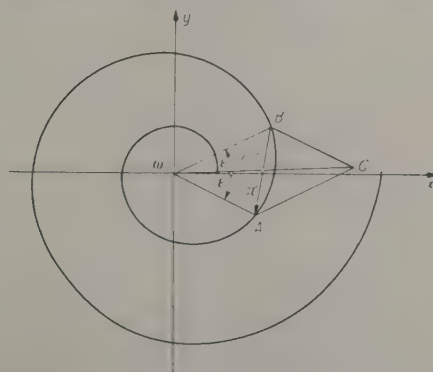


Fig. 3. Diagramme pour un milieu absorbant.

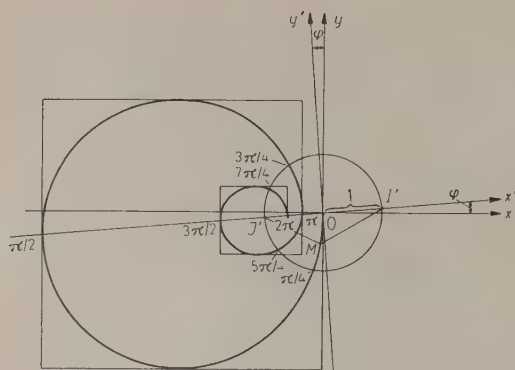
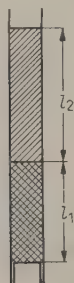


Fig. 4. Construction de la spirale d'impédance.

Dans ce cas encore on voit qu'il n'est pas possible de faire décrire au point  $M$  tout le demi-plan complexe; on ne peut donc, même avec un fluide visqueux, réaliser une impédance quelconque.

*Réalisation d'une impédance variable au moyen de deux milieux consécutifs dont l'un est visqueux*

Utilisons un tuyau contenant, superposés, deux liquides non miscibles dont l'inférieur seul est visqueux et dont on pourra faire varier indépendamment les longueurs des colonnes (Fig. 5).

Fig. 5.  
Schéma de l'étalon à deux fluides.

Le milieu inférieur (1) est adossé à l'air par un fond très mince pratiquement transparent. Nous nous contenterons de prévoir une variation totale de la longueur de sa colonne  $l_1$  d'une longueur d'onde au plus, de sorte que  $\varepsilon_1$  pourra varier de 0 à  $2\pi$ .

Pour le milieu supérieur (2), il suffira de faire varier la longueur de sa colonne  $l_2$  d'une demi-longueur d'onde, donc  $\varepsilon_2$  de 0 à  $\pi$ .

A la surface de séparation de (1) et (2), il faut écrire l'égalité des impédances dans chaque milieu, soit  $Z_1 = Z_2$ ; si l'on voulait exprimer graphiquement cette condition on devrait tracer sur le même plan complexe  $xOy$  l'abaque de  $Z_2$  et le graphique de  $Z_1$ . A chaque valeur de  $Z_1$  correspond sur le graphique du milieu (1) un point qui doit se trouver sur un des cercles de Poncelet de l'abaque du milieu (2). C'est sur ce cercle ainsi choisi dans l'abaque

qu'il faut chercher le point affixe de l'impédance finale  $Z_2$  correspondant à la longueur  $l_2$  de la deuxième colonne liquide.

Les tracés en vraie grandeur étant impraticables, on tourne comme suit cette difficulté: on construit sur la même épure le graphique de l'impédance réduite  $z_1$  du milieu visqueux et l'abaque du milieu non visqueux amplifié dans le rapport  $m_2/m_1 \cos \varphi$ . Pour éviter l'encombrement et étant donnée la facilité avec laquelle on construit les cercles de Poncelet dont on a besoin, on se dispensera de construire l'abaque, se contentant de marquer les points limites

$$I_2' \left( x' = \frac{m_2}{m_1 \cos \varphi}, y = 0 \right), \quad J_2' \left( x' = \frac{-m_2}{m_1 \cos \varphi}, y = 0 \right).$$

Comme pour les liquides usuels ce rapport  $m_2/m_1 \cos \varphi$  est de l'ordre de grandeur de l'unité, les points précédents ne sont pas très éloignés des points limites  $I_1$  et  $J_1$  (Fig. 6).

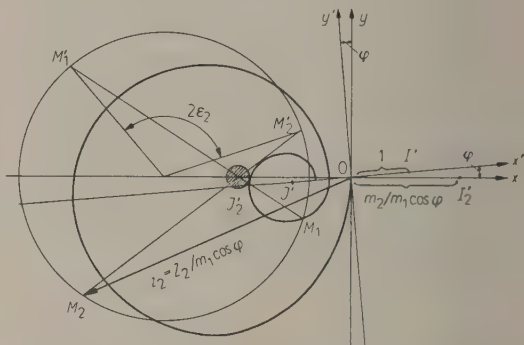


Fig. 6. Construction de l'impédance résultante.

On peut alors résoudre les deux problèmes inverses suivants:

a) On donne aux deux colonnes des longueurs  $l_1$  et  $l_2$ . Trouver l'impédance à la sortie du tuyau (2)

Sur la spirale d'impédance réduite  $z_1$  on marque le point  $M_1$  qui correspond à la phase  $\varepsilon_1 = \omega l_1/V_1$  préalablement calculée. Par  $M_1$  on fait passer le cercle de Poncelet qui a pour points limites  $I_2'$  et  $J_2'$ . On trace la droite  $M_1 J_2'$  qui rencontre le cercle au point  $M_1'$  à partir duquel on porte l'arc  $M_1' M_2'$  égal à  $2\varepsilon_2 = 2\omega l_2/V_2$  dans le sens des arcs négatifs. Enfin, on joint  $M_2' J_2'$  qui rencontre le cercle en  $M_2$  affixe de  $z_2$ . L'impédance cherchée est  $Z_2 \cdot m_1 \cos \varphi$ .

b) Réaliser une impédance  $Z_2$  donnée à l'avance

On marque sur le plan complexe le point  $M_2$  affixe de  $Z_2/m_1 \cos \varphi$ . Par ce point on fait passer le cercle de Poncelet de points limites  $I_2'$  et  $J_2'$ . Il rencontre en général la spirale  $z$  en un ou plusieurs points  $M_1$ . On choisit l'un d'eux — ce choix étant



dicté par des considérations pratiques (colonnes liquides ni trop longues ni trop courtes) — et on lit immédiatement sur  $z_1$  la phase  $\varepsilon_1$  d'où l'on déduit la longueur  $l_1 = V_1 \varepsilon_1 / \omega$  à donner au liquide visqueux. En construisant comme il a été dit plus haut les points  $M_1'$  et  $M_2'$  du cercle on détermine  $2\varepsilon_2$  d'où la longueur  $l_2 = V_2 \varepsilon_2 / \omega$  à donner à la colonne du liquide non visqueux.

Cette construction n'est en défaut que si le cercle de Poncelet qui passe par  $M_2$  ne coupe pas la spirale. On pourra donc en général choisir  $M_2$  quelconque dans le plan complexe sauf dans le «trou» formé par le plus petit cercle de Poncelet tangent à la spirale. Ce trou est d'ailleurs peu important si  $m_2/m_1 \cos \varphi$  est voisin de l'unité; on peut même le supprimer complètement en choisissant les constantes acoustiques des deux milieux de façon que la spirale  $z$  passe par le point limite  $J_2'$ .

Il est donc possible, en utilisant deux colonnes liquides contiguës dont on peut faire varier les longueurs dans des limites qui ne soient pas excessives, de réaliser une impédance variable et mesurable dont le champ d'étend sur tout un demi-plan complexe. L'un des liquides doit être nécessairement visqueux.

## 6. Interprétation physique de la condition (4)

La façon dont on a interprété plus haut la condition (5) s'étend aisément à la condition plus générale (4): si l'on considère un domaine  $D' + D''$  rempli d'un milieu hétérogène de nature pour l'instant non spécifiée, on aura toujours sur la surface  $\Sigma$  qui sépare  $D'$  de  $D''$  deux fonctions de points déterminées de façon unique, et faisant intervenir, l'une le potentiel, l'autre son gradient. Pour aboutir à (4), il faudra que la deuxième soit de nature vectorielle, et non plus scalaire comme dans le cas précédent; il suffit pour cela que les relations de continuité sur  $\Sigma$  concernent les sauts de contraintes et de vitesse; or, c'est ce qui se produit lorsque le milieu remplissant  $D''$  est un solide élastique.

Pour préciser, soit  $t_{jk}$  le tenseur des contraintes,  $u_j$  la vitesse sur  $\Sigma$  du côté  $D''$ ; on devra avoir

$$u_j = \varphi, j; \quad t_{jk} = i \omega \varrho \varphi g_{jk}.$$

Mais  $t_{jk}$  peut s'exprimer de façon unique comme le produit d'un scalaire par le produit tensoriel  $u_j l_k$ , où  $l$  est un vecteur normé: alors

$$t_{jk} u^j = a u^j u_j l_k; \quad l_k = \frac{1}{a \|u\|^2} t_{jk} u^j$$

et par suite

$$i \omega \varrho \varphi g_{jk} = a u_j l_k,$$

$$i \omega \varrho \varphi g^{jk} = 3 i \omega \varrho \varphi = a u^k l_k = a l_k \varphi^{,k}$$

d'où finalement la relation en  $\varphi$

$$l_k \varphi^{,k} - \frac{3 i \omega \varrho}{a} \varphi = 0,$$

qui est bien de la forme (4).

Ainsi, supposer qu'une paroi absorbante possède une impédance spécifique, éventuellement oblique, équivaut à considérer que les ondes sonores y pénètrent comme elles le feraient dans un solide élastique de propriétés et de configuration convenables.

Il se pose, dans la discussion de la spécificité de l'impédance ainsi considérée, des questions assez difficiles, que nous ne sommes pas à même de présenter de façon satisfaisante. Nous nous contenterons de noter que le vecteur  $l$  ne saurait être constamment normal, ni plus généralement spécifique, si la configuration ou la nature de la paroi permettent le déplacement de la surface de séparation  $\Sigma$ . Une tenture, une paroi capitonnée mollement, n'ont pas d'impédance spécifique, et des expériences encore inédites que M. BROUCHIER a faites dans notre laboratoire montrent que l'impédance de chaque point d'une telle surface absorbante peut varier dans de très larges limites lorsqu'on modifie les détails de la suspension ou de la fixation. On peut même dire que la notion d'impédance spécifique disparaît à la rigueur chaque fois que la transparence de la paroi n'est pas négligeable, cette transparence étant un effet de l'élasticité [5].

## 7. Confrontation des conditions (4) ou (5) avec l'expérience

Pour voir ce qu'il en est expérimentalement des hypothèses (4) ou (5) — et il suffira de considérer la première, puisque si c'est (5) qui est valable, nous trouverons simplement que le vecteur est normal à la surface — on se placera dans le cas simple d'un panneau absorbant plan et d'ondes incidentes planes, et l'on mesurera le rapport des pressions incidente et réfléchie, en module et en phase. Pour le détail des précautions expérimentales à prendre, on pourra se reporter à [6].

Soit donc  $x=0$  le plan du panneau absorbant,  $\theta$  l'inclinaison sur la normale à ce plan des rayons sonores incidents; le potentiel des vitesses dans  $D'$  sera

$$\varphi = (e^{ikx \cos \theta} + r e^{-ikx \cos \theta}) e^{iky \sin \theta}.$$

Ecrivons la conditions (4) pour  $x=0$ : on remarquera que la composante  $l_x$  de  $l$  n'y figure pas, du fait que  $\varphi_{,x} \equiv 0$ . On a

$$(l_x \varphi_{,x} + l_y \varphi_{,y} + \alpha \varphi)_{x=0} = i k l_x (1-r) \cos \theta + k l_y (1+r) \sin \theta + \alpha (1+r) = 0.$$

Il sera commode d'abrégier l'écriture en posant

$$\frac{1-r}{1+r} \equiv s \quad (\text{nombre complexe déduit des données expérimentales}),$$

- $i \alpha / k l_x \equiv \xi$  (nombre complexe éventuellement spécifique de la paroi),
- $l_y / l_x \equiv m$  (nombre réel éventuellement spécifique de la paroi);
- (4) devient alors
- $$\xi = s(\theta) \cos \theta + m \sin \theta. \tag{12}$$

On voit que la partie imaginaire de  $\xi$  se déduit directement d'une seule mesure:

$$\text{Im}(\xi) = \cos \theta \cdot \text{Im}[s(\theta)];$$

la dispersion éventuelle des résultats obtenus sous différentes incidences est une indication des erreurs expérimentales. Nous nous sommes convaincus du fait que celles-ci portent surtout sur la détermination de  $\arg r$ , qui est assez peu certaine, pour des raisons que nous n'avons pas su dégager pour l'instant.

En ce qui concerne la partie réelle, la situation est compliquée par la présence de deux grandeurs inconnues,  $\text{Re}(\xi)$  et  $m$ ; on devrait en principe pouvoir les tirer de deux mesures sous incidences différentes, mais une telle détermination est pratiquement très incertaine: en effet, on a affaire à un système d'équations «mal conditionnées», où une faible perturbation des coefficients entraîne une considérable des solutions. Force est donc de faire une hypothèse sur les «poids» respectifs des erreurs sur  $\text{Re}(\xi)$  et sur  $m$ .

Or, d'après toutes les considérations qui précèdent, il est évident que c'est  $\xi$  qui est la grandeur importante, celle dont l'inverse donne l'impédance, celle qui joue le rôle capital dans le coefficient d'absorption; autant qu'il le sera possible, on tâchera de donner à  $m$  la valeur 0, ce qui réduit (4) à la forme plus maniable (5); et si  $m=0$  conduit à des valeurs par trop dispersées de  $\text{Re}(\xi)$ , on lui attribuera une valeur, petite si possible, qui minimise la dispersion des  $\text{Re}(\xi)$ .

C'est de cette manière qu'ont été exploités les résultats expérimentaux relatifs aux quelques panneaux absorbants dont la spécification suit:

- a) matelas de fibres de kapok collé sur tôle,
- b) panneau de sciure de bois agglomérée,
- c) couverture en coton,

- d) panneau de copeaux de bois longs, agglomérés au plâtre,
- e) panneau résonnant à perforations circulaires.
- La Fig. 7 a – e représente la dispersion des valeurs de  $\text{Im}(\xi)$  calculées, pour chacun de ces panneaux, à partir des valeurs mesurées de  $r$  aux incidences  $35^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $50^\circ$ ; le Tableau I donne les valeurs adoptées pour  $m$  et celles (optimales) qui en résultent pour  $\text{Re}(\xi)$  et pour  $|\xi|$ ; on a ajouté, à titre de comparaison, les valeurs de  $\varrho c / Z = |\xi|$  trouvées sous incidence normale sur un petit échantillon, par la méthode classique du tuyau de Paris.

Tableau I						
Matériau	Fréquence (Hz)	Im ( $\xi$ )	$m$	Re ( $\xi$ )	$ \xi $	$\varrho c / Z$
a	500	0,19	0,30	0,41	0,45	0,20
	750	0,18	0	0,32	0,37	0,40
	1000	0,06	0	0,38	0,38	0,60
	1500	0,08	0	0,33	0,34	—
	2000	0,06	0,50	0,70	0,70	0,67
b	500	0,07	0	0,05	0,08	0,05
	750	0,10	0	0,05	0,11	0,05
	1000	0,09	0	0,06	0,11	0,08
	1500	0,12	0	0,05	0,13	—
	2000	0,13	0	0,04	0,13	0,10
c	500	0,04	0	0,00	0,04	$\leq 0,05$
	700	0,05	0	0,00	0,05	$\leq 0,05$
	1000	0,07	0	0,01	0,07	$\leq 0,05$
	1500	0,14	0	0,03	0,14	—
	2000	0,11	0	0,03	0,11	$< 0,05$
d	500	0,15	0,10	0,14	0,21	0,14
	750	0,25	0,05	0,27	0,37	0,28
	1000	0,23	0,10	0,41	0,47	0,36
	2000	0,14	0,10	0,43	0,45	—

On constate, d'une part, que l'exploitation optimale des résultats s'accommode pour les matériaux b) et c) de la valeur  $m=0$ , donc de l'hypothèse simplifiée (5), et qu'elle conduit à attribuer à  $m$  des valeurs parfois non nulles mais toujours assez petites pour les cas a) et d) (prendre  $m=0$  dans ces derniers cas augmenterait la dispersion des résultats, mais pas de façon catastrophique); d'autre part, la dispersion sur  $\text{Im}(\xi)$  est assez notable dans les cas a) – d), tout en laissant l'impression de l'existence d'une valeur moyenne; elle est énorme au voisinage de la résonance pour le panneau e).

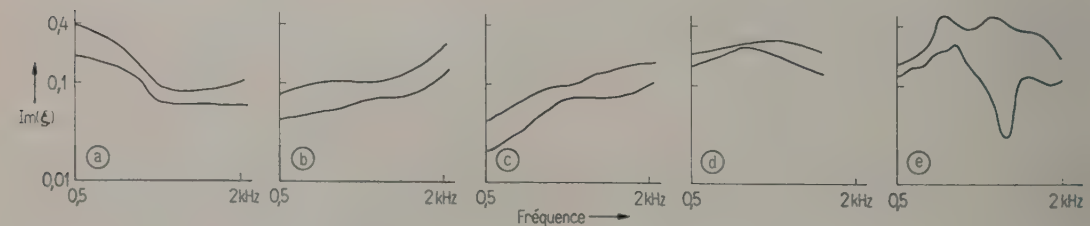


Fig. 7. Valeurs expérimentales de  $\text{Im}(\xi)$ .



Nous donnons ces résultats au titre de premières expériences de dégrossissage; il faudrait évidemment multiplier les mesures, et améliorer leur précision (surtout en ce qui concerne  $\arg r$ ): la dispersion qui subsiste dans les cas favorables pourrait être due à des erreurs de mesure, mais aussi à la non spécificité rigoureuse de l'impédance (influence résiduelle des vibrations notée au n° 6 ci-dessus, par exemple). Si l'on voulait pourtant tirer de nos résultats provisoires, non des conclusions à proprement parler, mais des impressions, peut-être pourrait-on dire que l'hypothèse (5) semble vérifiée *grosso modo* dans certains cas; qu'il n'est pas inutile, parfois, d'examiner si l'extension (4) ne représente pas mieux les phénomènes; et qu'il convient, jusqu'à plus ample informé, d'être très réservé en ce qui concerne l'«impédance spécifique» de structures complexes, telles que des panneaux résonnants.

## Remerciements

Nous sommes heureux de remercier ici G. CORSAIN, qui a exécuté les mesures avec tous les soins compatibles avec la méthode utilisée. (Reçu le 25 Octobre 1956.)

## Bibliographie

- [1] VOGEL, TH., Sur les conditions aux limites de l'équation du son. *Acustica* **2** [1952], 281—286.
- [2] ARONSAJN, N., Studies in eigenvalues problems. Tech. Reports 1—3, [1949/50], Stillwater, Okl.
- [3] SCHUSTER, K. et WAETZMANN, E., Über den Nachhall in geschlossenen Räumen. *Ann. Phys., Lpz.* (6) **1** [1929], 671—695.
- [4] SCOTT, R. A., The absorption of sound in a homogeneous porous medium. *Proc. Phys. Soc.* **58** [1946], 165—183.
- [5] VOGEL, TH., Vibrations des espaces clos à parois déformables élastiques. *J. Phys. Radium* **11** [1950], 627—632.
- [6] VOGEL, TH., Sur les propriétés acoustiques des matériaux. *Onde Électr.* **36** [1956], 428—434.

# ULTRASONIC VELOCITY IN SUPERCOOLED LIQUIDS\*

by A. BARONE, G. PISENT

Istituto Nazionale di Ultracustica „O. M. Corbino“, Rome

and D. SETTE

Istituto Nazionale di Ultracustica „O. M. Corbino“

and Istituto Superiore Poste e Telecomunicazioni, Fondazione Bordon, Rome

## Summary

A high precision interferometer has been used to study the sound velocity in liquid menthol, m-chloronitrobenzene, diphenylether and salol, in normal and supercooled state. In both regions the temperature dependence of velocity is linear for all compounds. The temperature coefficient (absolute value) is however larger in the supercooled liquids than in the normal ones for menthol, diphenylether and m-chloronitrobenzene. In salol instead the temperature coefficient is practically the same in the two regions but it takes considerably smaller values in a narrow temperature range in the transition from normal to supercooled liquid. These results agree with those obtained by means of viscosity measurements and suggest that the structural variations which take place in the transition region between normal and supercooled liquids are mainly due to the formation of molecular associations.

## Sommaire

On a utilisé un interféromètre de grande précision pour mesurer la vitesse du son dans le menthol, le m-chloronitrobenzène diphenyléther et le salol liquides, à l'état normal ou à l'état de surfusion. Dans les deux cas, la vitesse varie linéairement avec la température pour tous ces composés. Toutefois, le coefficient de température (en valeur absolue) est plus grand pour l'état surfondu que pour l'état normal, dans le cas du menthol, du diphenyléther et du m-chloronitrobenzène. Pour le salol, le coefficient de température est pratiquement le même aux deux états, mais il prend des valeurs beaucoup plus faibles dans un domaine étroit de températures, à la transition entre l'état normal et l'état de surfusion. Ces résultats sont conformes à ceux obtenus à partir de mesures de la viscosité, et suggèrent que les modifications structurales ayant lieu dans la région de transition entre les états normal et de surfusion sont dues principalement à la formation d'associations de molécules.

\* Paper read at the 2<sup>nd</sup> I.C.A. Congress, Cambridge, Mass., U.S.A., June 1956.

## Zusammenfassung

Mit einem Präzisions-Interferometer wurde die Schallgeschwindigkeit von flüssigem Menthol, m-Chlornitrobenzol, Diphenyläther und Salol untersucht für normalen und unterkühlten Zustand. In beiden Bereichen findet man für alle Verbindungen eine lineare Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Temperatur. Der Temperaturkoeffizient ist jedoch für Menthol, Diphenyläther und m-Chlornitrobenzol im unterkühlten Zustand größer als im normalen. In Salol hingegen hat man in beiden Bereichen praktisch den gleichen Temperaturkoeffizienten, aber in einem schmalen Übergangsgebiet merklich kleinere Werte. Diese Ergebnisse stimmen mit den aus Viskositätsmessungen erhaltenen Resultaten überein und lassen vermuten, daß die Strukturänderungen im Übergangsgebiet zwischen normaler und unterkühlter Flüssigkeit auf der Bildung von Assoziaten beruhen.

## 1. Introduction

Several liquids have shown a characteristic behaviour of viscosity coefficient, electric conductivity, and dielectric constant, when the temperature decreases through the freezing point. They are usually ionic or polar liquids, which have well defined melting and freezing points, but can be easily supercooled.

Viscosity measurements [1] have shown that in both regions, above and below the freezing point, the viscosity coefficient of these liquids can be represented as a function of the absolute temperature  $T$  by means of Andrade's relation  $\eta = A \exp(E/kT)$  which is valid for normal liquids ( $k$  = Boltzmann constant). There is, however, a sudden increase of activation energy ( $E$ ) when the liquid enters the supercooled region. In the case of diphenylether the increase is about 13%.

The dielectric constant has been studied as a function of temperature in some liquids of this category such as menthol, salol and diphenyl ether [2]. An increase of the temperature coefficient has been observed at the transition between normal and supercooled regions.

Those liquids of this category which have an electric conductivity ( $K$ ) of ionic type show a dependence of  $\log K$  versus  $1/T$  analogous so that found for the viscosity coefficient [3]: this is due to the fact that the ionic mobility is essentially controlled by the viscosity.

Light scattering measurements and observation with polarized light (LEHMANN [4]) exclude the presence of crystallites in the supercooled region and show that the liquid is a normal liquid in both zones. Density, specific heats, surface tension and vapour pressure are not discontinuous in the transition between normal and supercooled regions [3], [5].

In order to explain the experiments, it is usually assumed that near the freezing point structural changes take place inside the liquid: until now, however, it has not been possible to specify the nature of the structural changes involved, although the suggestion has been expressed that molecular associations are formed.

It is interesting to investigate the behaviour of liquids of this category when sound waves are propagated through them: if, in fact, the structure of the liquid changes between the normal and the supercooled region, a variation of the compressibility and of the sound absorption coefficient should be present.

HUNTER [6] studied the sound velocity in menthol and the absorption coefficient in menthol and salol. The absorption coefficient curves do not show any special behaviour in the transition region. The temperature coefficient of velocity in menthol changes, according to HUNTER's measurements, at a temperature slightly higher than the freezing point. CEVOLANI and PETRALIA [7] studied the sound velocity in salol in the two regions without observing any deviation from the straight line relation: the precision of their method was 1%.

In the present paper the authors discuss some measurements of sound velocity in menthol, diphenylether, m-chlornitrobenzene and salol performed in the normal and the supercooled regions, by means of a high precision interferometer.

## 2. Experimental method

The velocity measurements have been performed by means of an interferometer developed by one of the authors [8].

Two systems of acoustic waves are generated by the two faces of a quartz: one in an auxiliary transparent liquid, the other in the liquid under measurement. The second system of waves strikes a reflector and passes into the auxiliary liquid where interference with the waves directly generated in this liquid take place. The directions of propagation of the two systems of interfering waves differ for a small angle. The interference lines are made visible by means of an optical method and they are observed on a screen. The position of these lines changes when the reflector in the liquid under measurement is moved: the interference pattern repeats for reflector movements of  $\lambda/2$ . The measurement is performed with moving reflector so that an interference pattern is repeated an integral number of times, observing the coincidence of an inter-



ference line with a reference line drawn on the screen.

The velocity is given by

$$c = \lambda f = 2 f \cdot S / n .$$

$S$  being the reflector movement corresponding to the passage of  $n$  interference lines through the reference on the screen.

In our experiment the quartz was driven by a standard oscillator and therefore  $f$  was constant and had a value known with the precision of  $10^{-5}$ .

The relative precision of the measurements is therefore practically,

$$\frac{\Delta c}{c} = \frac{\Delta S}{S} .$$

The main cause of error in the determination of  $c$  is due to the fact that the interference lines, although very narrow, have a finite width on the screen. The coincidence of lines is therefore estimated with an error which, in our experimental set-up, was  $\pm 1 \mu$ . In order to measure  $c$  it is necessary to observe the coincidence between interference lines and the reference lines on the screen at the beginning and at the end of each run. The total error for incorrect evaluation of the coincidences between interference lines and reference is therefore  $\pm 2 \mu$ . In the present work we have used  $n=90$  and the corresponding movement of the reflector was about 15 mm. Therefore

$$\Delta S / S = \pm (2 / 1.5) \cdot 10^{-4} = \pm 1.3 \cdot 10^{-4} .$$

Another source of error which could affect the measurements derives from the temperature variations inside the liquid during the measurements. The movement of the reflector in fact alters slightly the thermal equilibrium of the liquid. We have taken care of this fact in the way indicated on Fig. 1. We have measured the temperatures  $t_0$  and  $t_n$  at the beginning and at the end of each run and we have plotted for each liquid the initial and final positions of the reflector as functions of temperature. The total displacement of the reflector  $S$  at a given temperature, from which the velocity is calculated, is obtained as the difference between the ordinates of the two lines for the same temperature.

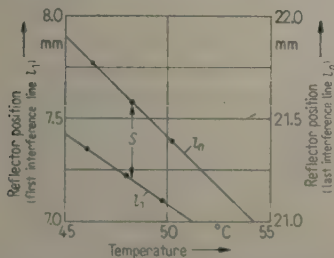


Fig. 1. Displacement of the interference lines.

With this procedure it is possible practically to eliminate the error due to the change of temperature during the measurements. The relative error in the velocity determination reported here is therefore  $\pm 1.5 \cdot 10^{-4}$ .

3. Experimental results and discussion

The results obtained in menthol, diphenylether, m-chloronitrobenzene and salol are given in Figs. 2, 3, 4, and 5 where are also indicated the deviations with respect to the linear relation valid in the higher temperature range.

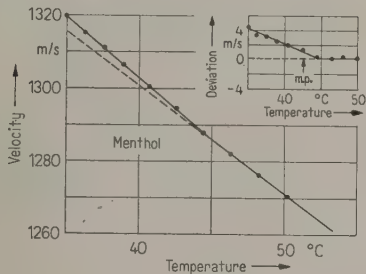


Fig. 2. Ultrasonic velocity in menthol.

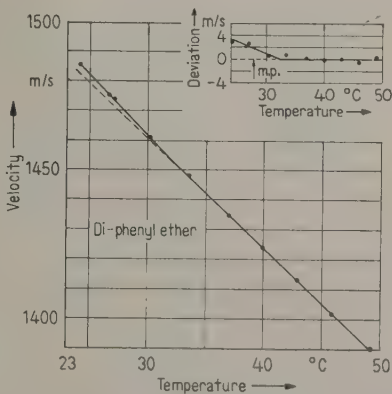


Fig. 3. Ultrasonic velocity in diphenylether.

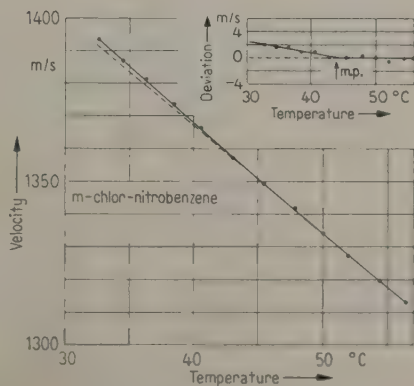


Fig. 4. Ultrasonic velocity in m-chloronitrobenzene.

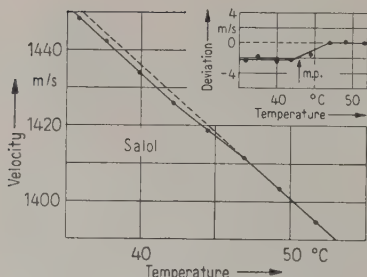


Fig. 5. Ultrasonic velocity in salol.

In menthol, diphenyl-ether and *m*-chloronitrobenzene the temperature coefficient of velocity has a variation at a temperature slightly higher than the melting point. It seems therefore, from these measurements that when the liquid passes from normal to supercooled state the only effect on sound velocity is a variation of the temperature coefficient and this occurs at a fixed temperature in proximity to the melting point.

The curve obtained by us for menthol is in good agreement with the results of HUNTER.

Of particular interest are the results found in salol. First of all, it is evident why other authors [7] could not detect any effect with methods which had an accuracy of 1%: the experimental points in fact deviate from an average straight line for less than 1%.

Particular care has been taken by us in obtaining velocity determinations in salol and measurements have been repeated various times so that confidence can be put in the results on Fig. 5. They give some suggestion of the kind of structural change which occurs when a liquid is supercooled. Unlike the other cases, it is evident that the passage from the normal region to the supercooled one occurs not at a fixed temperature but in a narrow temperature range near the melting point. The temperature coefficient of velocity is only slightly higher in the supercooled region than in the normal one: it seems therefore reasonable to assume that the structural variations which occur in the transition are of such kind that they produce an increase of the temperature coefficient of the liquid. In the transition re-

gion, however, the changes of velocity with temperature are due to two effects: 1. the normal temperature variation of velocity of the liquid which is represented by its temperature coefficient; 2. the changes of the structure of the liquid.

The fact that the velocity in the transition region instead of increasing faster than in the normal region increases more slowly can be taken as evidence that the variations of structure which occurs in supercooling the liquid are of such a kind that by themselves, if they could occur at constant temperature, they would produce a decrease of the velocity of the liquid. According to PARSHAD [9], this is characteristic of the formation of associations among molecules inside the liquid. The velocity measurements in salol therefore suggest that the main structural variations which occur when the liquid is supercooled are due to the formation of molecular associations which take place in a temperature zone near the melting point.

Probably also in menthol, diphenylether and chloronitrobenzene the phenomena are of the same kind as those in salol but they are masked by a much stronger variation of temperature coefficient. If this is true, the conclusions reached for salol would be general for all liquids easily supercooled; they would be in agreement with the suggestions given for the explanation of viscosity, dielectric constant and dielectric conductivity measurements.

(Received 2nd November, 1956.)

### References

- [1] DODD, C. and HU PAK MI, *Proc. Phys. Soc.* **62** [1949], 454.
- [2] DODD, C. and ROBERTS, G. N., *Proc. Phys. Soc. (B)* **63** [1950], 814.
- [3] GREENWOOD, N. N. and MARTIN, R. L., *Proc. Roy. Soc. (A)* **215** [1952], 46.
- [4] LEHMANN, O., *Z. Phys. Chem.* **4** [1889], 462.
- [5] DODD, C., *Proc. Phys. Soc. (B)* **64** [1951], 761.
- [6] HUNTER, A. H., *Proc. Phys. Soc. (B)* **64** [1951], 1086.
- [7] CEVOLANI, S. and PETRALIA, M., *Ric. Sci.* **21** [1951], 1623.
- [8] BARONE, A., *Congrès International sur les Traitements par les Ultra-sons*, Marseille 1955, p. 41.
- [9] PARSHAD, R., *Ind. J. Phys.* **19** [1945], 47.



# SCHWINGUNGEN VON STÄNDERN ELEKTRISCHER GROSS-MASCHINEN\*

von E. LÜBCKE

Siemens-Schuckertwerke AG, Berlin-Siemensstadt

## Zusammenfassung

Die Eigenschwingungszahlen der Ständer elektrischer Groß-Maschinen werden als solche äquivalenter Ringe bestimmt. Hierbei ist das Gesamtträgheitsmoment des Ringquerschnittes und nicht allein das des aktiven Eisens einzusetzen. Für die Erregung dieser Eigenschwingungen ist nicht nur eine Übereinstimmung mit der anregenden Frequenz sondern eine räumliche Verteilung der angreifenden Kräfte entsprechend der räumlichen Eigenschwingungsform nötig. Fehlt diese, treten Resonanzen nicht auf. Die Behandlung des Ständers als zwei Kreissegmente ergibt bei dessen starrer Aufstellung Übereinstimmung mit gemessenen Werten.

## Summary

The natural frequencies of the stators of large electric machines are calculated as equivalent rings, inserting the total moment of inertia of the ring cross-section and not only that of the active iron. To excite these it is not only necessary for the forcing frequency to be in tune but there must be a certain spatial distribution of the acting forces corresponding to the required amplitude distribution in space. Otherwise, resonance does not occur. Treating the stator supposed rigidly held as a pair of circular segments gives good agreement with measured values.

## Sommaire

On détermine les fréquences propres des stators des grandes machines électriques, qu'on assimile à des anneaux. On considère à cet effet non seulement le moment d'inertie du fer actif mais aussi celui de la section de l'anneau. Pour qu'il y ait excitation de ces vibrations propres, il faut non seulement accord sur la fréquence excitatrice mais aussi une distribution spatiale des forces excitatrices qui corresponde à la forme spatiale de la vibration propre. Dans le cas contraire, il ne se produit pas de résonances. L'étude du stator constitué de deux segments circulaires donne dans le cas d'une fixation rigide des résultats conformes aux valeurs mesurées.

Moderne elektrische Groß-Maschinen sind zum Unterschied zu älteren Maschinen gekennzeichnet

1. durch eine höhere elektrische Ausnutzung des aktiven Materials,
2. durch Vermeidung von Gußeisen und durch geschweißte Konstruktionen aus Walzblech.

Das erste Kennzeichen hat zur Folge, daß die elektromagnetischen Kräfte zwischen Stator und Rotor merklich zugenommen haben. Die Induktion im Luftspalt ist um etwa 10 bis 20% größer und ergibt somit eine rund 50% höhere mechanische Beanspruchung.

Das zweite Kennzeichen begünstigt infolge der verringerten Masse und innerer Materialdämpfung das Hervortreten mechanischer Schwingungen. Die Periodenzahlen der Wechselkräfte zwischen Stator und Rotor werden hauptsächlich bestimmt durch die doppelte Netzfrequenz, in Deutschland also 100 Hz, und durch die Nutzfrequenzen im Stator und Rotor, die im Bereich von etwa 500 bis 1200 Hz liegen können.

Zwecks Beherrschung dieses Problems durch Berechnung der mechanischen Eigenschwingungen wurde eine Reihe von Messungen an ausgeführten Maschinen zur Kontrolle vorgenommen. Die Periodenzahlen der elektromagnetischen Wechselkräfte lassen sich ohne größere Schwierigkeiten berechnen.

Die Messungen wurden in der Weise durchgeführt, daß der Stator an einem Punkt durch einen elektrodynamischen Erreger mit einer Wechselkraft von etwa 2 kp und veränderlicher, einstellbarer Frequenz zu Schwingungen erregt wurde. Diese waren auch im Resonanzfall noch so klein, daß sie noch nicht mit der Hand sondern nur mit piezoelektrischen Körperschall-Abtastern aufgenommen werden konnten.

Die Abtaster sind meist mit selbsthergestellten Barium-Titanat-Schwingern und einem Impedanzwandler ausgestattet [1]. Der Stator kann in erster Annäherung als Ring aufgefaßt werden [2]. Die Eigenfrequenzen  $f_{bn}$  der radialen Biegeschwingungen eines freien Ständers lassen sich nach der Gleichung

$$f_{bn} = \frac{1}{2\pi r_m^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \sqrt{\frac{J}{q}} \sqrt{k_n}$$

\* Vortrag auf dem 2. ICA-Kongreß, Cambridge, Mass., USA., Juni 1956.

berechnen. Darin bedeutet

$f_{bn}$  die Frequenz der radialen Biegeeigenschwingungen der Ordnung  $n$  ( $n = 1/2 \times$  der Anzahl der Knoten),

$r_m$  den mittleren Radius,

$E$  den Elastizitätsmodul,

$\rho$  die Dichte des Materials,

$J$  das äquatoriale Trägheitsmoment des gesamten Ständerquerschnitts,

$q$  die zugehörige Querschnittsfläche des Ständers,

$\sqrt{k_n}$  den Frequenzkoeffizienten  $n$ -ter Ordnung.

Dieser Frequenzkoeffizient ist für Ringe ideal kleiner axialer und radialer Dicke gleich dem theoretischen Wert von HOPPE:

$$\sqrt{k_n} = \frac{n(n^2 - 1)}{\sqrt{n^2 + 1}}.$$

Für dünne Kreisscheiben des äußeren Radius  $r_a$  mit konzentrischer Bohrung und der Materialhöhe  $h$  erniedrigen sich diese Frequenzkoeffizienten nach der Theorie von K. FEDERHOFER [3] und Messungen von W. KUHL [4] in Abhängigkeit von  $r_a/h$ , wie sie

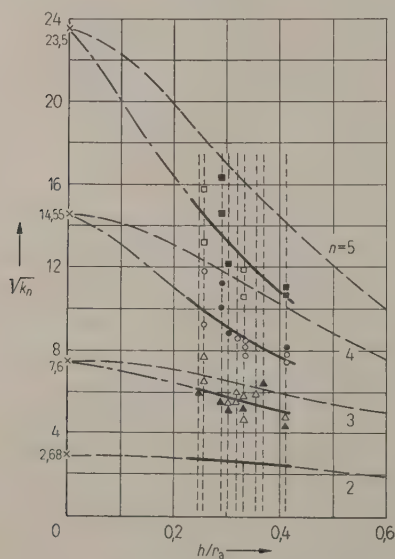


Abb. 1. Frequenzkoeffizienten von einfachen Ringen und von Ständern elektrischer Groß-Maschinen;

$$f_{bn} = \frac{1}{2\pi r_m^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \sqrt{\frac{J}{q}} \sqrt{k_n} \text{ Hz}, \quad f_{bn} = C \sqrt{k_n},$$

$C$  Konstante für ein und denselben Ständer,  $n$  Ordnungszahl, Meßwerte  $n=2, 3, 4, 5$

$\triangle \square$  ohne Wicklung,

$\blacktriangle \blacksquare$  mit Wicklung,

$\times$  theoretische Frequenzkoeffizienten

$$\sqrt{k_n} = \frac{n(n^2 - 1)}{\sqrt{n^2 + 1}}.$$

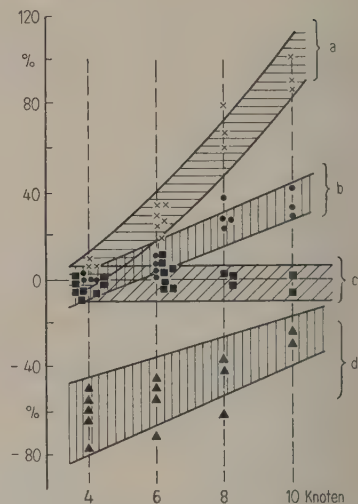


Abb. 2. Prozentuale Abweichung gerechneter Eigenfrequenzen von den Meßwerten:

a) mit theoretischen Frequenzkoeffizienten

$$\sqrt{k_n} = \frac{n(n^2 - 1)}{\sqrt{n^2 + 1}},$$

b) mit Frequenzkoeffizienten nach den Meßwerten für einfache Ringe (W. KUHL),

c) mit Frequenzkoeffizienten nach den  $h/r_a$ -Kurven für Ständergehäuse,

d) nur das Blechpaket berücksichtigt.

in der Abb. 1 durch gestrichelte Linien dargestellt sind. Bei Ständern von großen Wechselstrommaschinen erniedrigen sich die Werte für  $\sqrt{k_n}$  noch mehr, wie sie aus den Messungen an ein und demselben Ständer nach der Gleichung  $f_{bn} = C \sqrt{k_n}$  bestimmt wurden. Diese Werte sind für einen praktisch interessierenden Bereich von  $r_a/h$  durch dick ausgezogene Linien in der Abb. 1 wiedergegeben. Die Abb. 2 zeigt die prozentuale Abweichung gerechneter Eigenfrequenzen von den Meßwerten unter Zugrundelegung der verschiedenen Frequenzkoeffizienten. Die für eine mathematische Kreislinie nach HOPPE und die für einfache Ringe nach KUHL und FEDERHOFER durchgeführten Rechnungen ergeben ebenso große Fehler, wenn man für die Berechnung nur die Abmessungen des Blechpakets des aktiven Eisens benutzt, wie es für kleinere elektrische Maschinen empfohlen wird [5], und nicht den Gesamtquerschnitt des Ständers.

Die vorstehenden Untersuchungen erlaubten für eine ganze Reihe von Groß-Maschinen die Vorausberechnung ihrer mechanischen Eigenschwingungen, bei denen die Differenz zwischen Berechnung und Messung nicht größer als  $\pm 10\%$  war.

Bei diesen Schwingungen handelte es sich um Ringschwingungen, bei denen die Knotenlage der betreffenden Ordnung gut festgelegt werden konnte. Zur Klärung dieser Frage wurden weitere theoreti-



sche und experimentelle Untersuchungen durchgeführt.

Durch die theoretische Untersuchung, die an anderer Stelle veröffentlicht ist [6], wurde zunächst geklärt, ob bei einer Erregung eines beliebigen eindimensionalen mechanischen Schwingungsgebildes mit innerer Dämpfung und verteilter Masse und Elastizität durch eine einzelne pulsierende Kraft, wie wir es bei unseren Messungen getan haben, auch tatsächlich alle möglichen Eigenschwingungen angestoßen werden. Es zeigte sich, daß sämtliche Eigenschwingungen erregt werden, wenn auch mit verschiedenen Intensitäten, mit Ausnahme derjenigen, welche an dem Erregungsort einen Knoten besitzt. Sämtliche möglichen Eigenschwingungen können also durch gleichzeitige Erregung an zwei Punkten mit einem kleinen Abstand voneinander festgestellt werden.

In den elektrischen Maschinen haben wir keine Erregung an einem Punkt, wie bisher behandelt, sondern wir müssen mit der Einwirkung einer Kraft  $P(x, t) \sin \omega t$  in verschiedener räumlicher Verteilung über das mechanische Schwingungsgebilde rechnen. Die Untersuchung ergab für diesen Fall, daß für das Eintreten einer Resonanz eine Übereinstimmung der Frequenz der erregenden Kraft und der Frequenz der Eigenschwingung des mechanischen Schwingungsgebildes zwar eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung ist. Vielmehr muß die örtliche Kraftverteilung derart sein, daß sie an der Eigenschwingungsform des mechanischen Schwingungsgebildes, die zu dieser Eigenfrequenz gehört, Arbeit leistet. Bei vorgegebener Dämpfung — nur dieser Fall interessiert für die Praxis — ist die Größe des sich ausbildenden Resonanzausschlages dieser Arbeit unmittelbar proportional. Es sind Kraftverteilungen möglich, bei denen diese Kraft nur an einer einzigen Eigenschwingungsform Arbeit leistet, so daß sich bei allen übrigen Eigenfrequenzen keine Resonanzerscheinungen ausbilden können. Der bei der Ordnung  $i$  auftretende Resonanzausschlag  $A_i$  ist das Produkt aus dem für ein einwilliges Gebilde bekannten Vergrößerungsfaktor  $V_i$  für erzwungene Schwingungen und dem hier neu eingeführten Form-Bewertungsfaktor  $p_i$ :

$$A_i = V_i p_i.$$

Für den vereinfachten Fall eines auf Spitzen aufgelagerten Stabes [7] stellt z. B. Abb. 3 a für die angedeutete Kraftverteilung das Spektrum des Bewertungsfaktors  $p_i$  dar. Nur für  $i=4$  ist  $p_i \neq 0$ , für alle übrigen Werte von  $i$  ist  $p_i=0$ . Die Abb. 3 b zeigt das Auftreten weiterer endlicher  $p_i$ -Werte bei nur geringer Verschiebung der Kraftverteilung und bei einer Phasenverschiebung um  $90^\circ$  (in Abb. 3 c) den Ausfall von  $p_i$  für  $i=4$ . Dies ist eine Kraftver-

teilung, bei der bei mehreren Eigenfrequenzen Resonanzerscheinungen auftreten können. Dies ist nahezu bei allen möglichen Eigenfrequenzen der Fall, wie die Abb. 3 d und 3 e zeigen. Hier ist eine Einpunkt- bzw. eine Zweipunkt-Erregung gewählt worden.

Nachdem durch Rechnung die Zulässigkeit der Einpunkterregung auch für das Studium der Ringschwingungen bewiesen war, wurden auf diese Weise Biegeschwingungen von doppelsymmetrischen Ringen untersucht. Die Abb. 4 a zeigt, daß bei ihnen

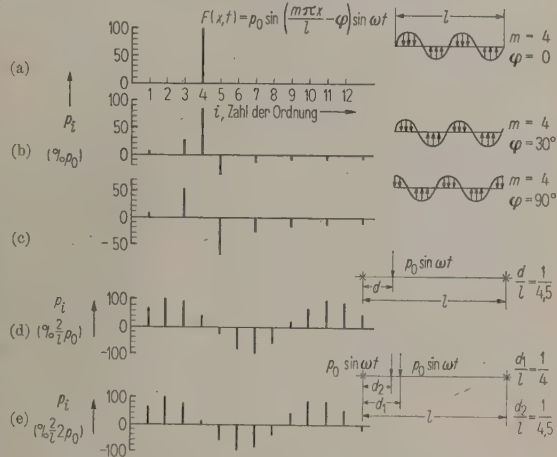


Abb. 3. Größe der Bewertungsfaktoren für erzwungene Schwingungen von Stäben bei verschiedener Verteilung der erregenden Kräfte.

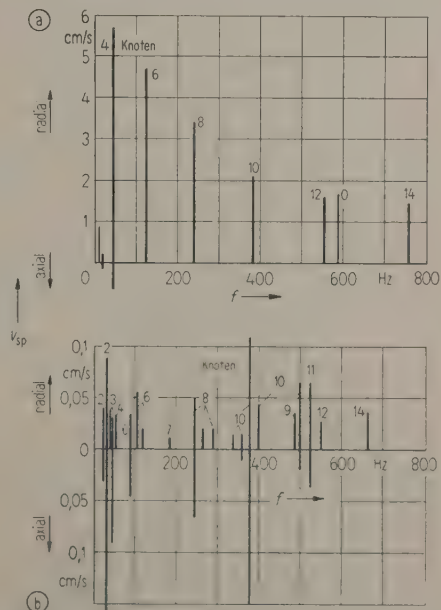


Abb. 4. Spektren der radialen und axialen Biegeschwingungen eines doppelt symmetrischen Ringes bei radialer Punkterregung frei (a) und an zwei Punkten eingespannt (b).

bei freier Aufhängung praktisch nur die durch die Frequenzkoeffizienten vorgegebenen radialen Eigenschwingungen auftraten, und zwar nahezu einfach. Die axialen Biegeschwingungen waren wegen der unvermeidlichen Ankopplung von Massen durch eine Einspannung an zwei Stellen erzwungen; dann treten nach Abb. 4 b nicht nur starke Axialschwingungen neben den Radialschwingungen auf, sondern auch noch weitere Radialeigenschwingungen. Man muß bei fester Einspannung den Ring als aus zwei Teilkreisbögen zusammengesetzt auffassen. Während man für den freien Kreisring eine gleichmäßige Verteilung der Knoten mit gleicher Schwinggeschwindigkeit in den Maxima bekommt, sind diese bei zwei festen Einspannungen nicht mehr bei allen Frequenzen vorhanden (Abb. 5 a). Die größten Schnellewerte können dabei bei einer Frequenz am kleineren Kreisbogen, bei einer anderen Frequenz, aber der gleichen Zahl der Knoten auf dem Ring am größeren Kreisbogen gemessen werden. Die Eigenfrequenzen (Abb. 5 b) für den freien Ring stimmen mit den theoretischen Werten nach FEDERHOFER gut überein. Für die Kreisbögen ergeben sich ähnliche gute Übereinstimmungen mit Rechnungen von DEN HARTOG [8].

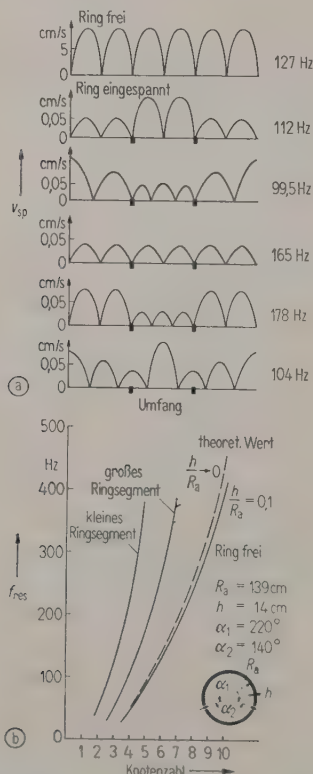


Abb. 5. Gemessene Eigenschwingungsformen eines freien und eingespannten Ringes, Eigenfrequenzen für Ring und für Kreisbögen.

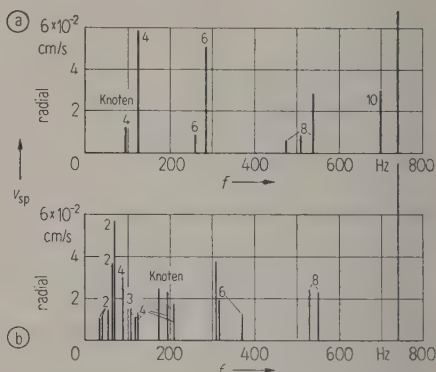


Abb. 6. Eigenfrequenzen eines Maschinenständers (a) auf Federn aufgestellt, (b) fest eingespannt.

Für einen Maschinenstator erhält man natürlich nicht so gute Übereinstimmung mit der Theorie. Setzt man den Stator auf Federn (Schwingungsdämpfer), dann ist die Ankopplung relativ lose, und es treten nur wenige Aufspaltungen der Eigenfrequenzen auf (Abb. 6 a), während bei fester Einspannung der Füße die Zahl der Eigenfrequenzen sofort erheblich größer wird.

Hieraus sind die Schwierigkeiten zu ersehen, die sich für den Maschinenbauer ergeben, durch Maßnahmen bei der Konstruktion das Auftreten mechanischer Eigenschwingungen in den Frequenzbereichen mit Sicherheit zu vermeiden, in denen er mit stärkeren elektromagnetischen Wechselkräften rechnen muß.

(Eingegangen am 7. Januar 1957.)

#### Schrifttum

- [1] LÜBCKE, E., Körperschallprobleme im Elektromaschinenbau. *Acustica* 6 [1956], Beiheft 1, 65.
- [2] Über Untersuchungen der Vier-Knoten-Schwingungen an Turbogeneratoren vgl. BAUDRY, R. A., HELLER, R. R. und CURTIS, L. P., Magnetic vibrations in a-c generator stators. *Transact. Amer. Inst. Elect. Engrs.* 73 [1954], 508–515.
- [3] Über Ringschwingungen vgl. FEDERHOFER, K., *Dynamik des Bodenträgers und Kreisringes*. Springer-Verlag, Wien 1950.
- [4] KUHLE, W., Messungen zu den Theorien der Kreis-schwingungen von Kreisringen beliebiger Wandstärke. *Akust. Z.* 7 [1942], 125–142.
- [5] JORDAN, H., *Der geräuscharme Elektromotor*. Verlag Girardet, Essen 1950.
- [6] HÜBNER, G. und LÜBCKE, E., Zur Einwirkung von periodischen, räumlich verteilten Kräften auf die Schwingungen mechanischer Schwingungsgebilde. *Z. Naturforsch.* 11a [1956], 492–498.
- [7] Dieser Fall ist speziell mit Dämpfung behandelt worden von HORT, W., *Z. tech. Phys.* 6 [1925], 216–221; und ohne Dämpfung von:
- [8] MORSE, P. M., *Vibration and sound*. McGraw-Hill Book Co., New York 1936, S. 127 ff.
- [9] DEN HARTOG, J. P., *Mechanische Schwingungen*, Springer-Verlag, Berlin 1936, S. 164–166.



# L'ACOUSTIQUE DES GRANDES SALLES\*

par R. LAMORAL

Radiodiffusion-Télévision Française, Service des Bâtiments, Paris

## Sommaire

Dans les grands auditoria, la forme a une influence prépondérante sur leur qualité acoustique et un procédé nouveau et complet d'investigation est exposé ici. Par ailleurs l'homogénéité du champ sonore en fonction de la position dans la salle a une grande importance et doit être plus ou moins grande selon l'usage du local (symphonique, music-hall, conférences, etc.). Cela n'empêche pas l'intérêt qu'il y a dans tous les cas à traiter différemment la zone d'audition (auditeurs ou microphones) et la zone source.

## Zusammenfassung

In großen Räumen ist die Form von vorwiegendem Einfluß auf die akustische Güte, und es wird hier ein neues und vollständiges Untersuchungsverfahren beschrieben. Außerdem ist die Homogenität des Schallfeldes in Abhängigkeit von den Plätzen im Saal von großer Bedeutung, die je nach Benutzung des Raumes (für symphonische Musik, als „music hall“, für Vorträge usw.) mehr oder weniger groß sein muß. Trotzdem ist es von Interesse, in allen diesen Fällen die „Hörzone“ (Zuhörer oder Mikrophone) und die „Sendezone“ in unterschiedlicher Weise zu behandeln.

## Summary

In large auditoria the shape has a large effect on the acoustics and the homogeneity of the sound field depends on the position of the source and the type of usage to which it is subjected (symphony orchestra, music hall, lectures, etc.). Nevertheless in all cases it is worth while to consider separately the audition region (listeners or microphones) and the zone of the source. These factors are discussed in a new and complete investigation.

### 1. Étude de la forme

Celle-ci revêt une très grande importance. C'est d'elle en effet que dépend l'homogénéité du champ sonore, les grandeurs relatives du son direct et du son réverbéré; et ce qui est encore plus déterminant, l'absence ou non d'échos francs, de ce que les anglosaxons appellent flutter-echoes, et de focalisations gênantes.

Jusqu'à maintenant et très généralement, ce problème se résolvait au moyen d'épures géométriques réalisées sur une coupe longitudinale, une coupe transversale et une vue en plan de la salle à étudier.

Il s'agissait donc d'épures à deux dimensions permettant de matérialiser les «différences de marche» entre les divers «rayons acoustiques» et cela pour un certain nombre de positions de la source sonore et de l'auditeur.

Des travaux dus à BOLT et HAAS en particulier donnent les valeurs acceptables pour ces différences de marche, donc permettant de conclure sur la nécessité ou non de modifier la forme représentée sur l'épure.

Malheureusement la méthode exposée ci-dessus a un grave défaut, celui de ne considérer que des plans

favorisés, trois en tout, et donc de n'étudier que l'énergie sonore se propageant dans ces plans mêmes. On conçoit bien que la mise à l'écart systématique de tous les chemins que nous pourrions qualifier d'«obliques» ne fait pas montre d'une grande rigueur scientifique.

Par ailleurs, il n'est que d'essayer de tracer une épure à trois dimensions pour une salle de forme tant soit peu compliquée pour se rendre compte de l'impossibilité de la chose.

C'est pourquoi des analogies diverses ont été appelées en renfort et diverses tentatives d'étude sur maquettes ont vu le jour. De ces méthodes, toutes à deux dimensions on ne peut retenir qu'une visualisation commode du phénomène.

### Nouvelle méthode

Ce n'est qu'assez récemment (1952) qu'un dispositif tridimensionnel d'étude sur maquette a été mis au point à la R.T.F. et permet de rechercher avec une grande précision les formes optima des salles considérées [1]. Sans rentrer dans le détail technique, disons que l'on envoie des impulsions de 1 milliseconde toutes les 10 millisecondes (Fig. 1) par une source miniature située dans la maquette. Ces impulsions de forme rectangulaire contiennent une fréquence ultrasonique, 30 kHz en général. Un

\* Communication présentée au Congrès International d'Acoustique, Cambridge, Mass., États Unis, Juin 1956.

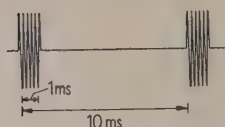


Fig. 1. Impulsions utilisées.

microphone sonde explore la zone «auditeurs» point par point et reçoit donc à la fois l'onde directe et les diverses ondes réfléchies par les parois (Fig. 2 à 5).

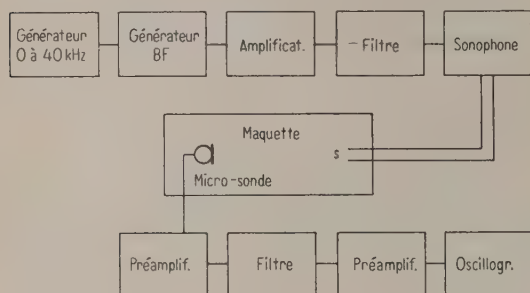


Fig. 2. Schéma d'ensemble.

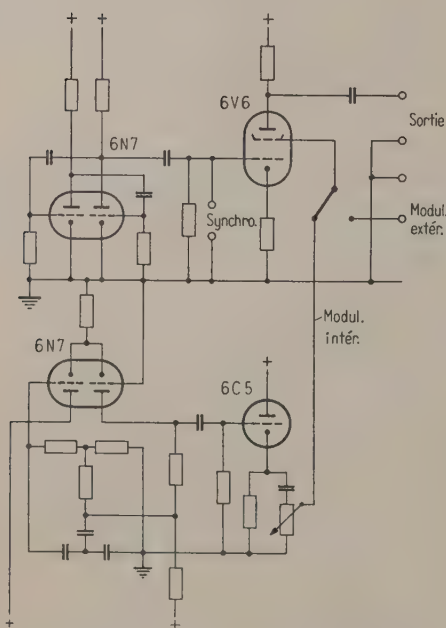


Fig. 3. Schéma du générateur d'impulsions.

L'ensemble de ce signal reçu, correspondant à ce qu'entendrait un auditeur dans la salle grande nature, est envoyé sur l'écran d'un oscillographe cathodique où l'on voit ce qui est favorable et défavorable à une écoute agréable (Fig. 6 à 8). On cherche alors, à l'aide d'un échantillon très absorbant promené dans la maquette à annuler sur l'écran de l'oscillographe les réflexions défavorables: de

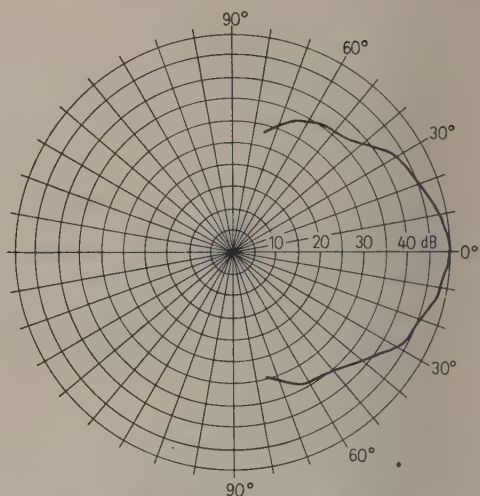


Fig. 4. Courbe de directivité de la source.

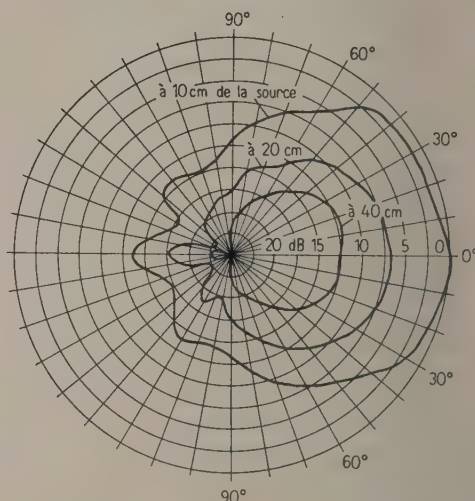


Fig. 5. Courbe de directivité du microphone.

cette manière sont dénoncées une par une les parties des parois de la salle à modifier. On comprend que l'appareillage une fois au point la mesure elle-même n'est pas très longue, une semaine au maximum.

On comprend aussi que ce dispositif ne laisse absolument rien échapper à l'expérimentateur.

Disons pour terminer que l'emploi d'ultrasons est nécessaire pour conserver dans la maquette le rapport entre la longueur d'onde du son et les dimensions des parois identiques à ce rapport dans la salle grande nature. Ce système sert à déterminer la forme de toutes les grandes salles de la R. T. F., en particulier de la Maison de la Radio de Paris (Fig. 9). Il a été aussi utilisé pour étudier les modifications nécessaires au Gaumont Palace (la plus grande salle d'Europe). Il donne toute satisfaction.



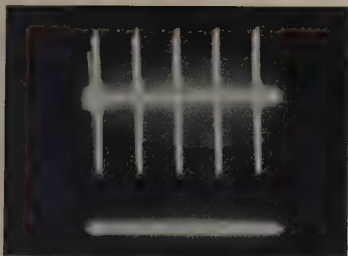


Fig. 6. Vue d'un train d'impulsions envoyées dans la maquette.

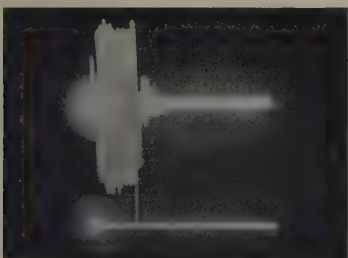


Fig. 7. Vue d'une impulsion après sa déformation par les deux transducteurs et les deux chaînes d'amplification. La déformation du signal à enveloppe rectangulaire est très faible.

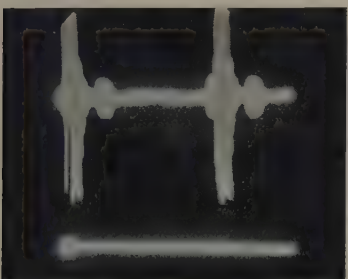


Fig. 8. Deux impulsions successives (onde directe) suivies d'un écho faible dû à une paroi réfléchissante.



Fig. 9. Vue intérieure d'une maquette pour la nouvelle Maison de la Radio de Paris.

## 2. Disposition des matériaux et diffusion

On considère habituellement les matériaux suivants :

- Matériaux poreux, à absorption faible aux fréquences basses, croissant assez rapidement avec la fréquence pour atteindre une valeur à peu près fixe à partir de 1 kHz et au-delà.
- Matériaux en diaphragme, c'est à dire constitués de membranes plus ou moins rigides placées à une certaine distance du mur proprement dit et plus ou moins amorties. Par ce principe on arrive à absorber les fréquences basses à l'exclusion des médiums et aiguës. En faisant varier les paramètres cités, on règle à la fois la valeur de la fréquence d'absorption maximum et la plus ou moins grande sélectivité de cette absorption.

### Résonateurs et dérivés :

Ces résonateurs sont du type Helmholtz et peuvent être accordés à la fréquence désirée par ajustement de l'ouverture du volume résonnant  $V$  et de la longueur du col  $l$ .

La formule donnant la fréquence de résonance est

$$f_{\text{res}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{Vl}}$$

Pour les valeurs faibles de  $l$ , une correction de bord doit être apportée [2].

Il est bon de noter qu'autant il est facile de réaliser un résonateur absorbant à une fréquence donnée, autant il est délicat de calculer à l'avance la valeur de cette absorption. C'est pourquoi on préfère généralement utiliser des matériaux du type diaphragme accordés à la fréquence voulue.

Par «dérivés» nous entendons les plaques perforées, masquant le plus souvent un matériau poreux — (laine minérale), courantes dans le commerce.

Ce type de matériau est caractérisé par une absorption sélective due à l'effet «résonateur» ajoutée à une courbe semblable à celle des matériaux poreux purs due à la présence derrière la plaque perforée (staff, isorel, métal, ...) de laine minérale.

### Nouveau concept

Éléments diffusants. Ils peuvent être prévus spécialement pour brasser en quelque sorte l'énergie sonore et ce sont alors le plus souvent des surfaces polycylindriques, dents de scie, calottes sphériques imbriquées, colonnes, etc... Le même résultat, quoique moins marqué, peut être obtenu par simple brassage des matériaux sur les murs : c'est le quadrillage courant dans nombre de studios de radiodiffusion où les différents types de maté-

riaux utilisés sont mélangés au maximum sur les parois. On crée ainsi un effet de bord tel à chaque passage d'un matériau à l'autre que tout se passe comme si le mur n'était pas plan.

Ce brassage est-il nécessaire?

La question est fort délicate, souvent passée sous silence car mal connue, et elle commence seulement à être étudiée systématiquement (E. MEYER en Allemagne, LAMORAL et TREMBASKI en France).

Essayons de poser le problème:

Une distribution irrégulière de l'énergie sonore dans une salle crée une écoute mauvaise (exemple: la zone microphonique d'une grande salle parisienne bien connue) même si la forme générale est acceptable (c'est le cas) et le temps de réverbération convenable (c'est aussi le cas).

A l'autre extrême, si dans un studio servant aux transmissions théâtrales on couvre les murs de polycylindres, le plafond étant de forme très irrégulière, il sera impossible de donner au microphone l'impression d'un acteur s'éloignant ou se déplaçant. Le studio est dit plat ou sans relief sonore.

Bien entendu il y a une valeur convenable de la diffusion à adopter, située entre ces deux exemples limites. Il est possible que d'ici quelque temps nous puissions donner des abaques fournissant le nombre d'«unités de diffusion» à adopter pour une salle donnée, exactement comme c'est le cas pour le nombre d'«unités d'absorption» à l'heure actuelle. Souhaitons simplement que les travaux en cours aboutissent rapidement et permettent de remplacer en partie un tour de main par une formule.

Ces travaux sont actuellement assez avancés à la Radiodiffusion-Télévision Française, un appareillage spécial permettant les mesures de «diffusion» étant réalisés et en cours d'utilisation [3].

### 3. Zones d'audition et zone source

Il s'agit bien de zones différentes, non seulement par leur utilisation, ce qui est évident, mais par leur acoustique propre à définir, ce qui n'est pas toujours reconnu.

#### a) Zone d'audition et zone microphonique

Bien que distinctes géographiquement elles sont identiques ou presque quant aux qualités requises.

Tout ce que nous avons dit jusqu'ici s'applique à elles plus particulièrement pour la raison simple que ce qui nous intéresse au premier chef dans une salle, acoustiquement parlant, est la qualité de l'audition pour les «clients».

Remarquons toutefois une différence entre l'auditeur placé dans un fauteuil de l'auditorium et celui écoutant chez lui une retransmission radiophonique

de la même salle par l'intermédiaire du ou des microphones. Dans le premier cas il s'agit d'une écoute binaurale, dans le second d'une écoute monaurale (tous les microphones sont en parallèles, il y a une chaîne de transmission, un seul haut-parleur dans le récepteur radio ou plusieurs mais en parallèle). Donc la réverbération apparente sera d'environ 20% plus élevée pour l'auditeur écoutant la retransmission que pour l'auditeur placé dans la salle (résultat vérifié avec certitude).

Il y aurait donc intérêt à placer le ou les microphones dans une zone plus sourde. C'est malheureusement difficile et on ne le fait guère.

C'est ce qui fait paraître les studios de radio-diffusion tellement sourds aux visiteurs: ils sont ainsi pour donner une impression convenable aux auditeurs de radiodiffusion, chez eux. S'ils étaient convenables pour l'écoute en studio (binaurale), ils seraient environ 20% trop réverbérants pour l'écoute chez l'auditeur.

#### b) Zone source (scène, orchestre)

Les conditions sont tout à fait différentes de la zone d'audition pour plusieurs raisons.

Tout d'abord un auditeur n'a pas besoin d'entendre un autre auditeur quelque soit son emplacement, simplement parce que sauf exception le spectacle n'est pas dans la salle.

Par contre, il est absolument nécessaire que chaque musicien entende parfaitement tous les autres, et cela avec le plus faible retard possible dans le temps. Il est donc nécessaire de prévoir dans la zone d'orchestre des surfaces réfléchissantes donnant cette possibilité si on veut que les artistes jouent ensemble: en effet, l'onde directe d'un musicien à l'autre est vite absorbée par la masse de l'orchestre, absorbante et diffusante.

Ensuite, l'acteur ou soliste éprouve une sensation quelque peu pénible dans une salle ayant un temps de réverbération optimum pour l'audition: l'ambiance est quelque peu sourde et il a la sensation que sa voix ne «sort» pas; même remarque pour un instrument. On nous comprendra si nous faisons remarquer qu'à l'extrême on a la sensation de plein air, où un orateur a l'impression de ne pas avoir de voix.

Pour cette raison, et aussi pour obtenir un niveau sonore global plus élevé, il y a intérêt à traiter la zone d'orchestre (ou de scène) de manière moins absorbante que la zone des spectateurs; autrement dit on lui donne un temps de réverbération localement plus élevé, tout en demeurant compatible avec une bonne intelligibilité.

Il est cependant indispensable de réaliser cette plus grande réverbération locale avec doigté, les



moindre excès pouvant conduire à un phénomène de salles couplées (zone orchestre — zone spectateurs), cela d'autant plus aisément que la différence est plus marquée, que architecturalement les deux zones sont plus séparées, et que la diffusion est plus faible.

#### 4. Isolation phonique

Nous n'en parlerons pas ici, si ce n'est pour mémoire; le problème étant le même pour une grande salle que pour les autres.

Il est simplement nécessaire de tenir compte du très fort niveau sonore d'un orchestre symphonique (pointes à 110 phones environ) donc danger de perturbation dans des locaux ou studios voisins.

En conclusion, nous voyons que le problème, pour simple qu'il paraisse à première vue, n'en est pas moins complexe et entraîne bien souvent des erreurs

assez lourdes. Nous n'avons pas parlé des répercussions de ces impératifs acoustiques sur l'aspect architectural d'une grande salle: à ma connaissance le maître d'œuvre ne se trouve pas pour autant pris dans un carcan tel qu'il ne puisse donner libre cours à son imagination créatrice. Une collaboration entre l'acousticien et l'architecte évite à l'un comme à l'autre de commettre des erreurs grossières dans la spécialité du voisin, et les résultats obtenus par une telle équipe ne peuvent être qu'heureux, l'expérience le prouve.

(Reçu le 30 Juillet 1956.)

#### Bibliographie

- [1] LAMORAL, R., *Onde Électr.* **33** [1953], 570—575.
- [2] MORSE, P. U., *Vibration and sound*; 2nd ed. McGraw-Hill Book Co., New York 1948, p. 333.
- [3] LAMORAL, R. et TREMBASKY, R., *Onde Électr.* **36** [1956], 441—449.

## SURLA STRUCTURE DU CHAMP SONORE DES TURBO-RÉACTEURS\*

par M. KOBRYNSKI

Office National d'Études et de Recherches Aéronautiques (O.N.E.R.A.),  
Châtillons s. Bagneux, France

### Sommaire

Le champ sonore de plusieurs turbo-réacteurs est étudié en fonction de paramètres aérodynamiques du jet à partir de l'enregistrement des niveaux sonores avant analyse (0,03 à 10 kHz) et par octave de fréquence. Ces enregistrements obtenus pour plusieurs azimuts et à diverses distances ont permis de construire les courbes d'égale pression sonore et de déterminer la position d'«anneaux» du jet associés aux bandes de fréquence du spectre acoustique.

La répartition spatiale de l'énergie sonore apparaît liée au nombre de Mach de l'écoulement et aux dimensions géométriques du jet.

Lorsque la vitesse des gaz est faible, l'azimut des lobes est d'environ 70° à partir de l'axe du jet pour les hautes fréquences et 20° pour les basses fréquences. Aux vitesses croissantes, on observe une rotation des lobes vers un azimut limite et une variation de l'exposant  $n$  de la vitesse  $V$  dans l'expression  $W_a/S = \rho^2 S^m V^n$  où  $W_a$  est la puissance acoustique,  $\rho$  la densité du gaz et  $S$  la section de la buse.

Dans cette expression,  $n$  atteint une valeur maximum aux fréquences moyennes. Sa valeur moyenne pour l'ensemble du spectre est de l'ordre de 6.  $m$  atteint un maximum pour les basses fréquences et diffère peu de nul pour l'ensemble du spectre.

Le facteur d'امission  $\eta$  défini par  $\eta = W_a/W_j$  où  $W_j$  est la puissance mécanique du jet, semble varier avec une puissance 4,5 du nombre de Mach, pour  $M > 1$ .

### Zusammenfassung

Das Schallfeld mehrerer Strahltriebwerke wird, ausgehend von nichtfrequenzanalytierten Schallregistrierungen im Bereich von 0,03 bis 10 kHz und einzelnen Oktaven als Funktion von aerodynamischen Parametern des Strahles untersucht. Diese für verschiedene Richtwinkel und Entfernungen erhaltenen Werte ermöglichen es, die Kurven gleicher Schalldrucke zu konstruieren und die Lage von „Ringern“ im Strahl zu bestimmen, die mit den Frequenzbändern des akustischen Spektrums in Beziehung stehen.

Die räumliche Verteilung des durch das Triebwerk erzeugten Schalls hängt von der Machzahl und den geometrischen Strahlgrößen ab.

Bei geringen Gasgeschwindigkeiten beträgt der Winkel der Richtkeulen, von der Strahlachse aus gemessen, ungefähr 70° bei höheren Frequenzen und 20° bei niedrigen Fre-

\* Communication présentée au Congrès International d'Acoustique, Cambridge, Mass., États Unis, Juin 1956.

quenzen. Mit zunehmender Geschwindigkeit wird eine Drehung des Leitstrahles bis zu einem Grenzwert des Richtwinkels sowie eine Veränderung des Exponenten  $n$  der Geschwindigkeit  $V$  in der Gleichung  $W_a/S = \rho^2 S^m V^n$  beobachtet ( $W_a$  Lautstärke,  $\rho$  Gasdichte,  $S$  Düsenfläche).

In dieser Gleichung hat  $n$  einen maximalen Wert bei mittleren Frequenzen. Sein Mittelwert für das gesamte Spektrum ist von der Größenordnung 6, der Wert von  $m$  hat bei den niederen Frequenzen sein Maximum und ist für das gesamte Spektrum wenig von Null verschieden.

Der Strahlungsfaktor  $\eta$ , der durch  $\eta = W_a/W_j$  ( $W_j$  mechanische Leistung des Strahles) definiert ist, scheint im Gebiet der Überschallgeschwindigkeit mit der Potenz 4,5 der Machzahl zu variieren.

### Summary

The sound field of several turbojets is studied in terms of jet aerodynamic parameters. The recordings obtained in many azimuths and at several distances make it possible to plot isobaric curves and to determine the location of the jet "rings" which are associated with the frequency bands of the acoustic spectrum.

The spatial distribution of sound energy seems to be connected with the flow Mach number and to the size of the jet.

When the gaseous velocity is small the azimuth of the lobes is about  $70^\circ$  from the jet axes for high frequencies, and  $20^\circ$  for low frequencies. For increasing velocities a rotation of the lobes towards a limit azimuth is observed, and also a variation of the exponent  $n$  of the velocity  $V$  in the expression  $W_a/S = \rho^2 S^m V^n$ , where  $W_a$  is the acoustic power,  $\rho$  the gas density, and  $S$  the cross-sectional area of the nozzle.

In this expression  $n$  reaches a maximum value for mean frequencies. Its mean value for the whole spectrum is in the order of 6; the value of  $m$  is greatest at low frequencies and differs little from zero for the whole spectrum. The sound source factor  $\eta$  ("efficiency"), defined as  $\eta = W_a/W_j$  where  $W_j$  is the mechanical power of the jet, seems to vary according to the 4.5 power of the Mach number for  $M > 1$ .

### 1. Conditions générales

Tout écoulement en jet libre d'un fluide de nombre de Reynolds élevé produit un champ sonore.

On se propose d'étudier les caractéristiques de ce champ en fonction des paramètres aérodynamiques du jet dans le cas des turbo-réacteurs.

La répartition spatiale de l'énergie acoustique est définie lorsqu'on connaît sur le jet la position d'« anneaux » émissifs, associés aux bandes de fréquence qui forment le spectre du bruit, la directivité de l'émission de ces bandes de fréquence, et enfin la puissance acoustique engendrée.

On est ainsi amené à explorer le champ sonore depuis la frontière de l'écoulement jusqu'à une distance imposée par les dimensions géométriques et l'énergie cinétique du jet.

Ces conditions conduisent à effectuer un grand nombre de mesures, faites soit à l'intersection des rayons vecteurs et cercles définissant en coordonnées polaires le plan horizontal du jet, soit de préférence de manière continue le long de ces lignes.

Lorsque le jet est issu d'une buse de révolution le champ sonore est à symétrie axiale. Les investigations peuvent effectivement être limitées au plan horizontal passant par l'axe du jet et arrêtées à la frontière de l'écoulement.

Pour une tuyère dont la partie terminale se compose par exemple de deux mâchoires à fentes permettant le réglage de la surface d'éjection des gaz, la description du champ sonore nécessite alors au

moins deux séries de mesures, réparties suivant deux plans se coupant à angle droit sur l'axe du jet.

Seul le premier cas est examiné ici.

La répartition de la pression sonore a été déterminée autour de huit types de turbo-réacteurs montés sur avions.

Chacun d'eux était pourvu d'une tuyère de section différente. Les surfaces limites des buses étaient comprises entre  $155 \text{ cm}^2$  (Palas) et  $2650 \text{ cm}^2$  (J. 47).

Les essais ont été conduits pour des vitesses de jet allant de  $0,35 M$  à  $2,16 M$  (le nombre de Mach est rapporté à la célérité du son dans l'air ambiant).

Les opérations préliminaires consistaient à placer l'avion sur un terrain entièrement dégagé et plat (prairie) et à disposer des repères choisis à l'intersection des rayons (de longueur maximum de 32 m) avec des cercles centrés sur la buse.

L'appareillage des mesures se composait d'un microphone électrostatique Western, type 640 AA, relié soit par l'intermédiaire d'un filtre d'octave General Radio, type 1550 A au batygraphe Brüel & Kjær, type 2304, soit directement au magnétophone Tolana, type ERM 854.

Le second procédé qui offre la possibilité d'analyse du bruit en laboratoire a permis d'abaisser la durée globale de l'essai à une dizaine de minutes.

Les lectures ont été ensuite corrigées afin d'obtenir la valeur quadratique moyenne de la grandeur cherchée.



C'est pourquoi le niveau global  $N_g$  du bruit a été calculé par la relation usuelle

$$N_g = 10 \log \sum_{i=1}^8 10^{N_i/10},$$

$N_i$  étant le niveau sonore dans chaque octave.

Les courbes d'égal niveau sonore, présentées plus loin, ont été obtenues par interpolation à partir du tracé préalable des variations de niveau sonore, suivant les rayons et les arcs de cercles.

Le lissage qui n'a pas dépassé  $\pm 0,5$  dB n'apporte aucun trouble artificiel.

## 2. Courbes d'égal niveau sonore

L'examen de l'ensemble des courbes d'égal niveau sonore (isobares), établies pour tous les turbo-réacteurs étudiés, a confirmé les deux propriétés connues du champ sonore: existence des zones d'émission de bruit en aval de la buse et formation

de lobes oblique par rapport à l'axe de la poussée.

Les zones responsables des fréquences hautes sont localisées près de la buse et celles des fréquences basses beaucoup plus en aval.

L'existence des lobes se traduit par une diminution considérable des niveaux sonores lorsque l'azimut du point d'observation tend vers la frontière des jets, à condition que la distance de ce point à la buse soit grande par rapport à la longueur d'onde du son.

L'analyse plus détaillée a montré que la position des zones émissives et l'azimut des lobes associés à chaque octave de fréquences sont liés à la vitesse des écoulements.

Des mesures faites le long de la frontière du jet, sur un Avon RA 28 ( $D = 52,5$  cm), ont montré que lorsque la vitesse des gaz est faible, soit 220 m/s, la zone d'émission des fréquences 30 à 75 Hz est située, en aval de la buse à environ quatre diamètres, et celle des fréquences 300 à 600 Hz et

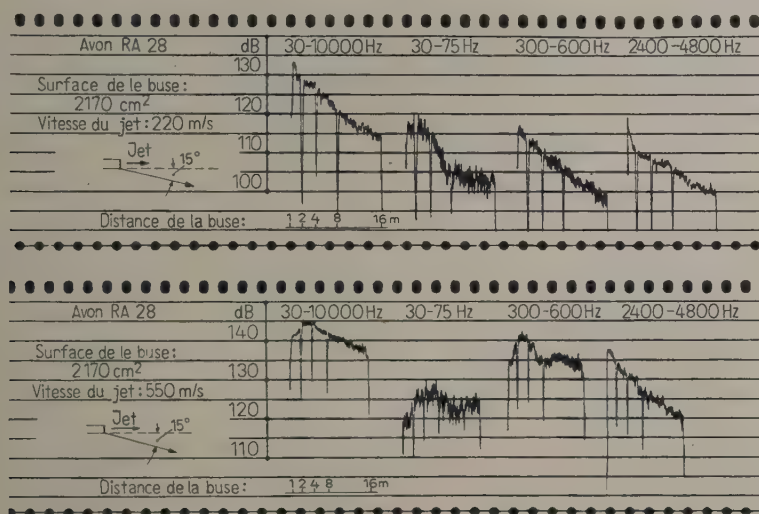


Fig. 1. Niveaux sonores relevés le long de la frontière d'un jet ( $15^\circ$  de l'axe); (a) vitesse 220 m/s, (b) 550 m/s.

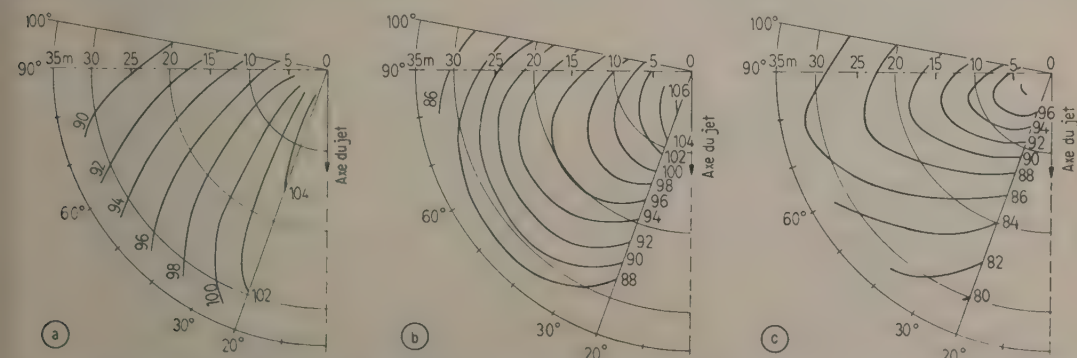


Fig. 2. Courbes d'égal niveau sonore, Réacteur Avon RA 28; Surface de la buse:  $2170 \text{ cm}^2$ , Vitesse des gaz: 220 m/s; (a) 30 à 75 Hz, (b) 300 à 600 Hz, (c) 2400 à 4800 Hz.

2400 à 4800 Hz à une distance inférieure à deux diamètres (Fig. 1).

Quand la vitesse des gaz est portée à 550 m/s, ces zones subissent une translation suivant la direction du jet (Fig. 1).

La zone d'émission des fréquences 30 à 75 Hz est située dès lors entre 8 et 16 diamètres, celle de la quatrième octave à environ 6 diamètres et celle de la septième octave à deux diamètres en aval de la buse.

On définit ainsi le long du jet des anneaux successifs qui semblent plus spécialement reliés chacun à une bande particulière de fréquence.

Quant à la zone d'émission globale du bruit, sa position dépend de celle des fréquences prédominantes.

Pour la vitesse la plus faible des gaz, l'azimut du lobe des fréquences 30 à 75 Hz observé à 32 m depuis la buse est de l'ordre de  $20^\circ$  (Fig. 2 a), celui de l'octave 300 à 600 Hz est de  $50^\circ$  (Fig. 2 b) et de l'octave 2400 à 4800 Hz, environ  $75^\circ$  (Fig. 2 c).

Lorsque la vitesse des gaz est de 460 m/s la dispersion des azimuts des lobes est moins importante, l'azimut du lobe de fréquence 30 à 75 Hz passe à  $30^\circ$  par rapport à l'axe du jet (Fig. 3 a), celui de l'octave 300 à 600 Hz reste sensiblement station-

naire (Fig. 3 b) et celui de l'octave 2400 à 4800 Hz est ramené à environ  $60^\circ$  (Fig. 3 c).

Cette rotation des lobes s'effectue ainsi en sens contraire pour les fréquences extrêmes et est encore plus accentuée pour une vitesse des gaz de 707 m/s (Fig. 4); la dispersion des azimuts des lobes est alors de l'ordre de  $10^\circ$  seulement, autour de  $45^\circ$ .

Il semble donc que ces lobes tendent toujours vers cet azimut moyen, quelles que soient les fréquences, pourvu que l'intensité des sources qui les engendrent soit suffisamment élevée.

Bien que ce phénomène se complique par l'effet possible de réfraction des ondes sonores aux frontières du jet (gradient de température et de vitesse), il n'est pas impossible que l'accroissement de la vitesse du flux gazeux affecte la nature des sources du rayonnement acoustique.

### 3. Lois de variation de la puissance acoustique

La description théorique de LIGHTHILL d'après laquelle le champ sonore engendré serait équivalent à celui des émetteurs d'ordre 2 (quadruplets acoustiques latéraux) ne semble être qu'un cas limite.

La puissance acoustique  $W_a$  de ces émetteurs serait, d'après l'analyse dimensionnelle de LIGHTHILL:

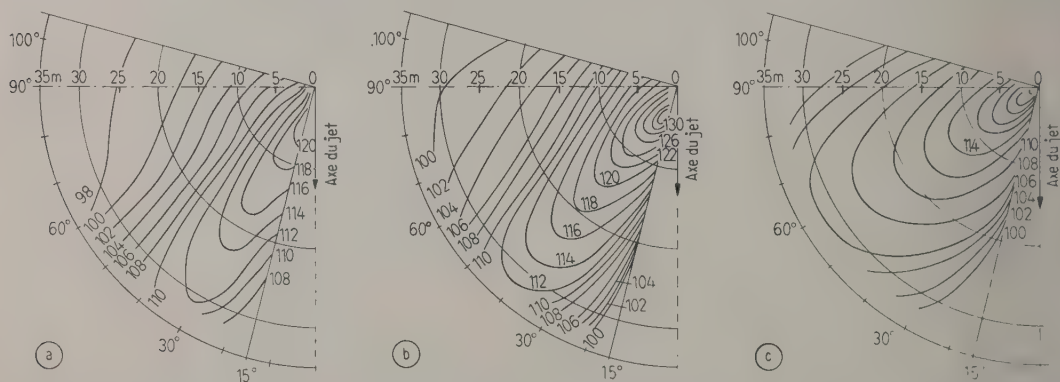


Fig. 3. Courbes d'égal niveau sonore, Réacteur Avon RA 21 R; Surface de la buse: 2010 cm<sup>2</sup>, Vitesse des gaz: 460 m/s; (a) 30 à 75 Hz, (b) 300 à 600 Hz, (c) 2400 à 4800 Hz.

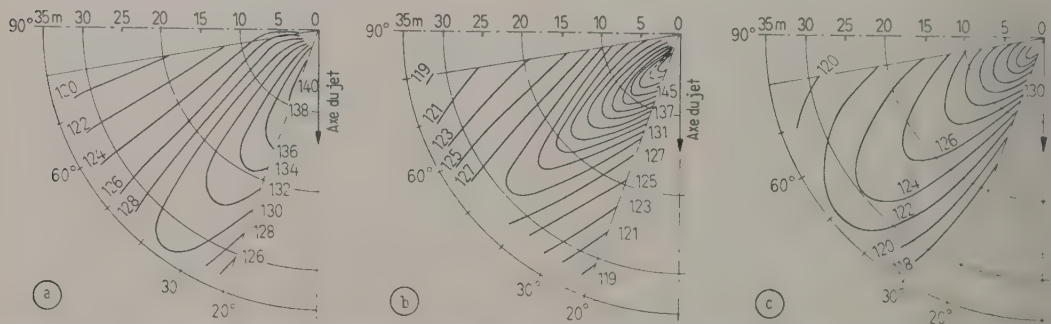


Fig. 4. Courbes d'égal niveau sonore, Réacteur Atar 101 F; Régime avec réchauffe, Vitesse des gaz: 707 m/s, Fentes horizontales; (a) 30 à 75 Hz, (b) 300 à 600 Hz, (c) 2400 à 4800 Hz.



$$W_a \sim K \frac{\rho^2}{\rho_0} \frac{V^8}{a_0^5} d^2.$$

La vérification expérimentale de cette relation écrite sous la forme

$$\frac{W_a}{S} \frac{1}{\delta^2} = K V^8 \quad (1)$$

( $\delta$  densité relative des gaz,  $S = \pi d^2/4$  surface de la buse) (Fig. 5) appelle les commentaires suivants:

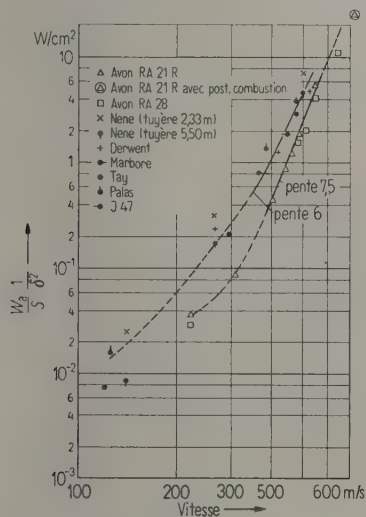


Fig. 5. Énergie sonore  $W_a/S$  en fonction de la vitesse  $V$  (30 à 10 000 Hz).

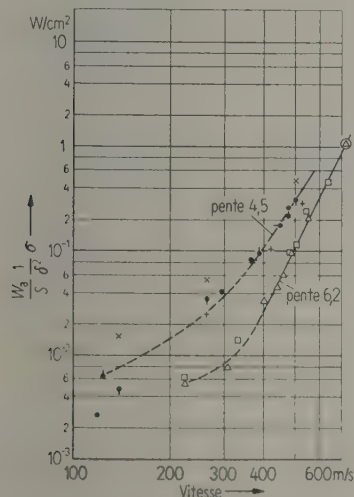


Fig. 6. Produit  $W_a \sigma/S$  en fonction de la vitesse  $V$  (30 à 75 Hz).

Le logarithme de la puissance acoustique n'est sensiblement proportionnel au logarithme de la vitesse  $V$  que pour un nombre de Mach des écoulements supérieur à 1.

L'exposant de la vitesse est en moyenne de l'ordre de 6 pour l'ensemble des turbo-réacteurs, à l'exclusion des Avon, pour lesquels il est sensiblement de 7,5. L'origine de cette différence des pentes réside peut-être dans le fait que contrairement à tous les autres turbo-réacteurs étudiés, les Avon RA 28 et RA 21 R sont équipés de deux turbines et d'un distributeur supplémentaire, ce qui atténue la composante tangentielle du flux gazeux dans le canal et modifie l'état de turbulence.

Pour  $M \geq 1$ , la puissance acoustique engendrée est sensiblement proportionnelle à la surface d'éjection, soit à  $d^2$ , conformément aux calculs de LIGHT-HILL.

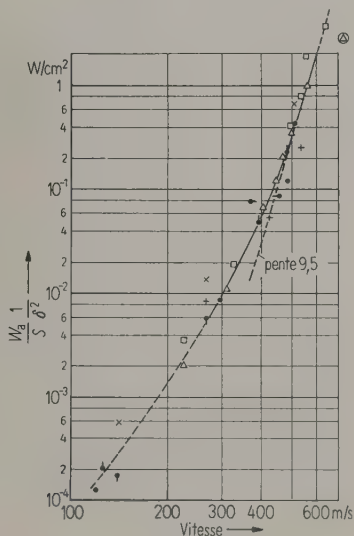


Fig. 7. Énergie sonore  $W_a/S$  en fonction de la vitesse  $V$  (300 à 600 Hz).

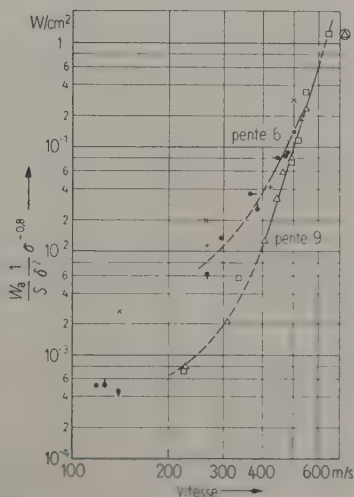


Fig. 8. Produit  $W_a \sigma^{-0.8}/S$  en fonction de la vitesse  $V$  (2400 à 4800 Hz).

Cependant, si au lieu d'étudier la variation de la puissance acoustique totale, on l'examine par octave de fréquence, on s'aperçoit que l'expression (1) n'est pas toujours valable.

Les écarts observés par rapport à cette loi, importants aux fréquences basses et hautes, ont conduit à introduire dans la relation (1) un facteur supplémentaire  $\sigma$  (représentant la surface relative des jets), intervenant avec un exposant variable.

On a ainsi

$$\frac{W_a}{S} \frac{1}{\delta^2} \sigma^m = K V^n, \quad \sigma = S_0/S \quad (2)$$

( $S_0$  surface de référence).

D'après nos résultats expérimentaux, les valeurs de  $m$ , considérées comme approximatives, sont,

1 pour l'intervalle 30 à 75 Hz (Fig. 6),

0 pour l'octave 300 à 600 Hz (Fig. 7) et

-0,8 pour l'octave 2400 à 4800 Hz (Fig. 8).

L'exposant  $n$  passe par un maximum sensiblement de 9,5 aux fréquences moyennes.

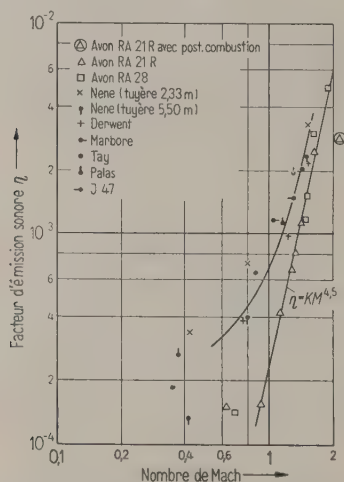


Fig. 9. Facteur d'émission sonore en fonction du nombre de Mach.

Bien que la formule (2) mène en général à une dispersion raisonnable des points expérimentaux, elle ne s'applique pas toujours pour les turbo-réacteurs Avon, probablement pour les raisons invoquées plus haut.

Le calcul du facteur d'émission sonore  $\eta$  défini par

$$\eta = W_a/W_j$$

( $W_j$  puissance mécanique du jet) a montré (Fig. 9) que la relation de Lighthill  $\eta = 8 K M^5/\pi$  n'est approximativement vérifiée que pour  $M \geq 1$ .

La valeur expérimentale de  $K$  est de l'ordre de  $10^{-4}$  (Avon) et un peu plus importante pour tous les autres turbo-réacteurs.

#### 4. Conclusion

La forme spectrale du bruit est ainsi liée aux dimensions géométriques du jet, à sa vitesse, à la densité des gaz et également à l'état de turbulence.

L'accroissement de la vitesse se manifeste par la translation suivant la direction du jet des «anneaux» émissifs et la convergence vers une limite commune des lobes des courbes isobares pour les diverses fréquences.

L'énergie émise varie avec des puissances variables de la vitesse des gaz et de la section du jet; les exposants semblent tendre vers une limite pour des jets assez rapides.

On ne peut établir une loi de similitude pour les jets de différentes dimensions, bien que la valeur globale de la puissance acoustique rapportée au carré de la densité relative soit proportionnelle à la surface  $S$  de la buse. En effet, quand cette surface varie, les émissions des fréquences basses et hautes varient en sens inverse l'une de l'autre et ce n'est qu'en moyenne pour tout le spectre que l'émission par unité de surface se trouve indépendante de  $S$ .

(Reçu le 9 Novembre 1956.)



# ÉTUDE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION À FORT NIVEAU PAR DES PROCÉDÉS ACOUSTIQUES\*

par P. MICHAUD et J. MATTEI

Office National d'Études et de Recherches Aéronautiques (O.N.E.R.A.)  
Chatillons s. Bagneux, France

## Sommaire

Les recherches aéronautiques exigent des mesures de pression dans un domaine intermédiaire entre ceux de l'acoustique (pressions faibles, mouvement moyen nul) et de l'aérodynamique (pressions importantes, parfois variables par sauts). Il est nécessaire d'employer une chaîne de mesure de très large bande passante et ne dérivant pas le signal. D'autres essais exigeront la mesure de variation de pression dans un flux continu sans création d'un bruit aérodynamique supplémentaire; enfin on devra pouvoir étalonner dynamiquement cette chaîne de mesure.

L'O.N.E.R.A. étudie dans ce but des capteurs de pression piezoélectriques et condensateurs, dont la surface est plate et sans aspérités, pour être fixés à la surface d'une maquette, d'une paroi de soufflerie ou de tube à choc. On a étudié par ce moyen la structure d'ondes balistiques de divers projectiles aériens.

L'étalonnage dynamique des capteurs de pression est fait soit par une onde balistique connue soit par une variation de pression rectangulaire.

## Zusammenfassung

Aeronautische Untersuchungen verlangen Druckmessungen in einem Bereich zwischen dem der Akustik (niedrige Drücke, mittlere Bewegung Null) und dem der Aerodynamik (starke, mitunter sprunghaft veränderliche Drücke). Der Meßkanal muß eine sehr große Bandbreite haben und darf das Signal nicht verformen. Bei weiteren Untersuchungen ist die Messung der Druckschwankungen in einer kontinuierlichen Strömung erforderlich, ohne daß hierbei durch aerodynamische Effekte zusätzliche Geräusche hervorgerufen werden. Der Meßkanal soll dynamisch geeicht werden.

Im O.N.E.R.A. wurden zu diesem Zweck piezoelektrische und kapazitive Druckempfänger mit glatter Oberfläche untersucht, die sich auf der Außenseite eines Modells, der Wandung eines Gebläses oder an einem Stoßwellenrohr befestigen lassen. Auf diese Weise wurde die Struktur ballistischer Wellen für verschiedene Geschosse in Luft studiert.

Die dynamische Eichung wurde mit einer bekannten ballistischen Welle oder mit einem rechteckigen Druckstoß vorgenommen.

## Summary

Pressure measurements in an intermediate field between acoustic (low pressures and zero mean motion) and aerodynamic field (high pressures, sometimes with step variations) are necessary in aeronautical research. A very wide pass-band measurement chain giving no signal drifting is necessary. Other tests demand measurements of pressure variations in a continuous flow without creating supplementary aerodynamic noise.

To this end, O.N.E.R.A. is studying systems including piezoelectric and capacitive transducers; the surface of these microphones is flat and without any roughness so as to be fitted either on the surface of a model or on the wall of a wind tunnel or shock-tube. The have been applied to the study of the shock waves of aerial missiles.

The dynamic calibration of the pressure transducers is studied either from a known shock wave or a rectangular pressure variation.

## Introduction

L'appareillage usuel de mesure de pression en aérodynamique est caractérisé par une faible sensibilité et des fréquences propres très basses car il s'agit le plus souvent de mesurer des lentes variations de pression ou même des pressions continues.

L'évolution rapide des recherches aéronautiques vers le domaine supersonique et les problèmes d'ondes de choc qui se posent corrélativement ont donné

de l'intérêt aux méthodes dérivées de l'acoustique. C'est pourquoi la division acoustique O.N.E.R.A. a été amenée à développer des chaînes de mesures de pression qui ont été appliquées en particulier aux études d'ondes balistiques, tube à choc, souffleries.

Nous exposons ici deux applications particulières.

### 1. Étude des ondes balistiques

Les chaînes de mesure réalisées ont été utilisées pour l'étude au sol et en altitude des structures d'ondes balistiques de projectiles divers et la vérification des lois énoncées par Du Mond [1] et son équipe.

\* Communication présentée au Congrès International d'Acoustique, Cambridge, Mass., États Unis, Juin 1956.



Fig. 1. Profils de pression; (a) petit projectile, (b) projectile long.

On peut admettre, dans le cas de petits projectiles, un profil de pression indiqué par la Fig. 1, dit parfois profil en *N*. La durée d'un tel phénomène pour des projectiles classiques est faible: quelques millisecondes pour une roquette de 80 cm de long,  $1,6 \cdot 10^{-4}$  s pour une balle de 8 mm. Les niveaux sont élevés, pouvant atteindre 200 000 baryes, soit 180 dB au-dessus du niveau standard de référence.

Le spectre de fréquence d'un tel signal est une fonction connue de  $\omega T$ , [2], [3],  $T$  étant la durée du signal entre deux fronts raides, et sa transmission correcte exige une chaîne à très large bande passante.

Pour relever les ondes d'un projectile de 12,7 mm ( $T = 2 \cdot 10^{-4}$  s) avec moins de 10% d'erreur, la bande passante devra être de 75 Hz à 75 kHz, et pour une roquette passant à 40 m ( $T = 2,5 \cdot 10^{-3}$  s), de 6 Hz à 6 kHz. Pour ces divers projectiles on devra donc passer de 6 Hz à 75 kHz.

Il faut choisir un capteur à court temps de réponse, à fréquence propre très élevée, et cependant suffisamment sensible pour réduire au minimum le nombre d'étages amplificateurs.

Un capteur piézoélectrique a un temps de réponse suffisamment bref; après examen des divers cristaux piézoélectriques existants, on a choisi le sel d'ammonium  $\text{NH}_4\text{PO}_4\text{H}_2$  ou phosphate monoammonique (ADP) qui présente un bon compromis entre une sensibilité élevée et une grande stabilité.

Compte tenu des conditions d'encombrement et du temps de réponse, le capteur a été constitué par un cristal cubique de  $1 \text{ cm}^3$ ; la forme cubique a l'avantage de n'être pas favorable au couplage mécanique entre divers modes de vibrations possibles. La réponse haute fréquence d'un tel cube est excellente. Le temps de réponse à une montée brusque de pression est de  $10^{-5}$  seconde lorsque la montée est assimilable à un échelon unité. Pour améliorer la réponse dans les fréquences graves, il a été nécessaire d'augmenter la capacité du cristal afin d'en faciliter l'adaptation. Le cube est donc constitué par six lamelles montées en parallèle et présente une capacité de 40 pF.

La surface active du cristal affleure le corps du microphone. Elle est protégée par une mince couche isolante de Fairprène. Tous les autres protecteurs: mince membrane métallique, mica, caoutchouc se sont révélés très défavorables pour la bande passante. Ainsi monté, le microphone a les caractéristiques suivantes:

Capacité	40 pF,
Résistance de fuite	2000 M $\Omega$ ,
Temps de montée	$10^{-5}$ s,
Fréquence propre	160 kHz,
Bande passante	75 kHz à 15 Hz,
Sensibilité	$2 \cdot 10^{-5}$ V/barye.

Le microphone ainsi monté doit être adapté en impédance. L'adaptateur a été réalisé par le montage classique dit à «cathode follower» qui permet de réaliser une impédance fictive élevée.

L'ensemble microphone et adaptateur a été inclus dans deux chaînes de mesure d'ondes balistiques (Fig. 2).

La chaîne de mesure en laboratoire comporte une sphère en aluminium portant le microphone et son adaptateur, relié par un câble coaxial pouvant atteindre 50 m à un enregistreur ou un oscillographe monodéclenché, permettant un examen rapide et l'étalonnage du phénomène.

La chaîne de mesure en vol, pour étude des ondes balistiques, comprend:

- des têtes de mesure, chacune constituée par un microphone, un adaptateur et un émetteur de télé-mesure miniature à large bande 10 Hz à 75 kHz à modulation de fréquence. La portée de l'émetteur est de 80 km; le poids d'une tête de mesure est de 1 kg, compte non tenu de l'alimentation.
- un ensemble de réception comprenant:
  - a) des récepteurs de télémesure à accord automatique pour chaque fréquence utilisée,
  - b) des amplificateurs à large bande 100 kHz à 10 Hz et de 50 de gain,
  - c) un enregistreur multipiste à 5 voies à grande vitesse (3 m/s) enregistrant sur film de 35 mm. La capacité de la bobine de film est de 30 m,
  - d) d'une base de temps, pilotée par quartz et fournissant des signaux carrés à 5 kHz dont le temps de montée est inférieur à  $10^{-5}$  seconde et la précision en fréquence de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-5}$ .

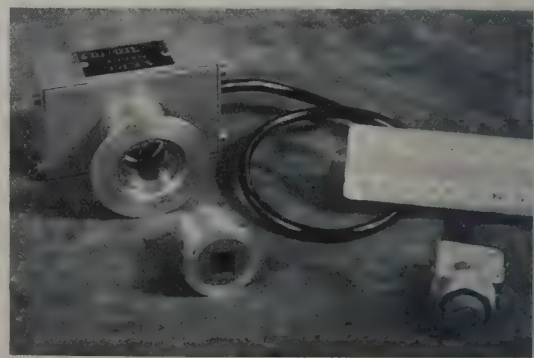


Fig. 2. Microphone à phosphate d'ammonium et adaptateur.



## Résultats d'essais

L'étude des structures d'ondes balistiques créées par des projectiles d'allongement croissant par rapport au calibre a permis de vérifier l'existence possible de plusieurs sauts de recompression que le calcul simplifié ne met pas en évidence. Lorsque le rapport  $K$  de la longueur au calibre croît, on observe l'apparition d'un troisième front puis d'un quatrième, ainsi que le montrent les photographies de la Fig. 3 qui représentent respectivement:

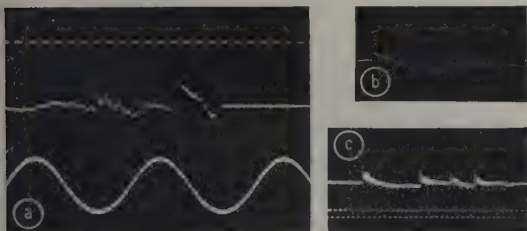


Fig. 3. (a) Onde de projectile calibre 20 mm,  $K=4,1$ .  
(b) Onde de projectile  $K=12$ ,  
(c) Onde de projectile  $K=15$ .

- l'onde balistique d'une balle de 20 mm à une vitesse de 800 m/s, mesurée à 5 m de la trajectoire  $K=4,1$ ,
- l'onde balistique d'un projectile long  $K=12$ , mesurée à 4000 m d'altitude. La distance à la trajectoire est  $D=20$  m,
- l'onde balistique d'un projectile long,  $K=15$ , mesurée à une distance de 30 m. On remarque la déformation du signal, étant donné la durée qui sépare les deux premiers fronts et l'existence de fréquences propres excitées par l'onde. Pour les petits projectiles, les sauts de pression intermédiaires disparaissent dès que la distance devient grande par rapport au calibre par déplacement vers les fronts extrêmes.

Pour le projectile de 20 mm la distance  $D$  est de l'ordre de 1000 calibres.

Pour le mobile de la Fig. 3b on observe le déplacement du front intermédiaire vers le front arrière, et il est vraisemblable, étant donné les vitesses différentes des fronts, que le saut de pression intermédiaire rattrape le saut de pression terminal.

Il n'a pas été possible de se placer suffisamment loin pour en observer la disparition. Il en a été de même pour le mobile de la Fig. 5.

La vérification des lois énoncées par Du Mond, concernant l'évolution de la longueur du  $N$  et de l'amplitude, est excellente, dès que le système d'onde a réellement une structure en  $N$ . On observe une très légère divergence entre la variation expérimentale de la longueur du signal en fonction de la distance  $D$  d'observation et la proportionnalité à

$D^{1/4}$ , tant que les sauts intermédiaires de pression existent. Cependant cette loi est pratiquement bien vérifiée ainsi que celle de la variation en  $D^{-3/4}$  de l'amplitude du saut de pression.

Pour le projectile de 20 mm on obtient les résultats suivants, à partir des enregistrements:

$D$	2,8	5	10	15	20	25	30	40	50
$AT$	4	4,5	5,3	5,7	6,1	6,4	6,7	7,4	7,7
Loi	$D^{1/4}$ environ				$D^{1/4}$ environ				

## 2. Étude de l'évolution de pression dans un tube à choc

Un tube à choc se compose essentiellement d'une chambre de compression et d'une chambre de détente séparées par un diaphragme. La rupture du diaphragme provoque le départ de l'onde de choc dans la chambre de détente et le départ vers le fond de la chambre de compression d'un réseau de détente, qui se réfléchit au fond de celle-ci.

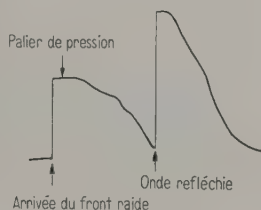


Fig. 4. Forme théorique de variation de pression au tube à choc.

En un point du tube de détente on observe donc: (Fig. 4) un saut de pression dû à l'arrivée de l'onde de choc, suivi d'une pression constante jusqu'en un point qui correspond à un saut d'entropie comme nous l'avons montré, grâce à ce capteur de pression, puis une diminution de pression accentuée plus tard par le réseau de détente, et enfin une remontée de pression due à l'arrivée de l'onde réfléchie.

L'analyse du spectre d'un tel phénomène en intégrale de Fourier montre une bande très large, de la fréquence zéro (palier de pression), aux fréquences très aiguës du saut de pression.

En admettant une erreur de 10% sur la transmission de ce signal, il faut une chaîne de mesure ayant une constante de temps de 4/100 de seconde pour une durée de palier de 4 millisecondes du tube à choc.

On ne peut utiliser le microphone à phosphate précédent qu'en augmentant sa capacité (addition d'une capacité parallèle ou accroissement du nombre de lames).

La fréquence la plus élevée à transmettre est déterminée par le temps que met l'onde de choc à balayer la surface du microphone, soit  $10^{-5}$  seconde pour une onde ayant une vitesse de 1000 m/s parcourant une longueur de 1 cm. La fréquence correspondante est  $0,4 \cdot 10^5 = 40$  kHz [4] et le microphone à phosphate convient parfaitement. Il est suivi d'une chaîne d'amplificateurs à courant continu qui attaque un oscillographe monodéclenché.

Le microphone est installé dans le tube à choc (rectangulaire) de manière à venir affleurer aux parois de la veine. Il est suivi d'un cathode follower à liaison directe et compensé par une source extérieure pour supprimer la composante continue de la polarisation de la cathode.

L'étalonnage de la chaîne en pression s'effectue, soit par la méthode balistique, soit par la méthode du commutateur tournant (voir plus loin).

### Résultats pratiques

Les photographies (Fig. 5 a, b, c) sont prises dans un tube à choc comprenant une chambre de compression de 0,80 m et une chambre de détente de 4,40 m qui porte le microphone placé à 1,60 m

mercure ce qui donne un rapport de pression d'environ 80.

Le palier horizontal est théoriquement, dans ce cas, de 1,7 milliseconde, et le temps compris entre le passage du choc à l'aller et au retour est de l'ordre de 4,5 ms; ces valeurs sont en accord avec celles déduites des photographies.

Celles-ci correspondent à un cas particulier: le choc revient au moment précis où le phénomène devient tumultueux par suite de l'arrivée du réseau de détente.

Une telle étude nous a permis de guider les aérodynamiciens en leur indiquant la durée réelle de l'écoulement sain (résultats confirmés par le cinématographe ultra rapide).

Nous cherchons actuellement à évaluer la valeur de pointe des tensions qui serait nettement inférieure à la valeur théorique. Nous attendons confirmation de ces résultats avec un interféromètre.

### 3. Autres microphones

Parallèlement aux microphones à phosphate, nous avons utilisé des microphones au titanate et des microphones condensateurs.



Fig. 5. (a) Variation de pression au tube à choc, microphone non shunté, (b) Variation de pression au tube à choc, shunté par 50 pF, (c) Variation de pression au tube à choc, shunté par 100 pF, (d) Base de temps: 1 ms.

du fond fermé. Le microphone est utilisé seul (a) puis shunté par 50 pF (b) et par 100 pF (c). La base de temps est fournie en millisecondes (Fig. 5 d). Le palier de la Fig. 5 c a été photographié lors d'une autre expérience (Fig. 6) avec une base de temps toujours en millisecondes. On peut se rendre compte de la tenue satisfaisante de l'appareillage à un palier de pression.

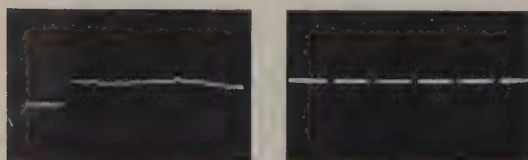


Fig. 6. Palier de pression, microphone shunté par 100 pF; base de temps: 1 ms.

Avant l'expérience la pression absolue de la chambre de compression était de 2 atmosphères et le vide de la chambre de détente était de 19 mm de

1. Le microphone au titanate (Fig. 7) est formé d'une lame, d'un cylindre, d'un cône ou d'un tronc de cône de titanate de baryum, la lame permettant

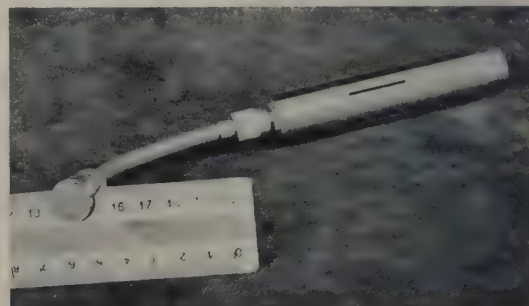


Fig. 7. Microphone au titanate de Baryum.

de faire des microphones à la paroi, le cône et le cylindre permettant de faire des microphones en dard. Les montages utilisés ne doivent imposer au-



cune contrainte à la lame du microphone pendant la mesure de pression.

- Surface active de l'orde de  $1 \text{ cm}^2$ ,
- Capacité de 1000 à 5000 pF,
- Résistance de fuite de 20 000 à 100 000 M $\Omega$ ,
- Bande passante 20 Hz à 20 kHz,
- Sensibilité de 2 à 5  $\mu\text{V}$  par barye suivant le modèle utilisé.

Étant donné sa capacité élevée, ce microphone est facile à adapter à un étage cathode follower ou amplificateur.

Sa sensibilité faible nécessite par contre une amplification poussée et une lampe d'entrée à faible souffle et antimicrophonique. La chaîne de mesure est la même que celle du microphone à phosphate.

Ce microphone présente l'avantage de pouvoir être profilé exactement sur des corps de forme aérodynamique quelconque et, par conséquent, de s'introduire dans une soufflerie ou un tube à choc sans y créer de perturbations appréciables.



Fig. 8. Microphone condensateur.

2. Le microphone condensateur (Fig. 8) est utilisé pour passer les fréquences les plus basses (jusqu'à la fréquence zéro).

Il a été surtout soigné:

1. dans le montage de sa membrane préformée qui vient affleurer sa face avant sans y créer de discontinuité.

2. dans un dispositif qui permet le mettre en relation de pression l'avant et l'arrière de sa membrane et de couper cette relation au moment de l'expérience en ne laissant qu'un volume d'air restreint derrière la membrane.

Les caractéristiques du microphone sont les suivantes:

- Capacité 30 pF,
- Résistance de fuite 900 à 1000 M $\Omega$ ,
- Bande passante 0 Hz à 20 kHz,
- Sensibilité 60  $\mu\text{V}$  par barye.

Ce microphone est utilisé dans un montage à modulation de fréquence composé d'un oscillateur à 10 MHz suivi d'un amplificateur et d'un détecteur de rapport. Le reste de la chaîne est analogue à celle d'un microphone à phosphate.

#### 4. Emploi des microphones auprès des réacteurs, dans des souffleries

Les trois microphones précédemment décrits ont été utilisés pour relever les pressions auprès des réacteurs ou dans des souffleries. Le microphone condensateur par exemple mis à la pression moyenne d'un écoulement donne, à partir de cet instant, toutes les fluctuation de pressions positives ou négatives, même si les variations en sont très lentes. On peut ainsi déceler des régimes périodiques, des ondes de choc fluctuantes et la valeur de pointe des pressions.

La chaîne de mesure utilisée est analogue à celle du tube à choc mais l'oscillographe est cinématographié d'une manière continue avec une base de temps.

#### 5. Étalonnage

La vérification des lois de la balistique a un grand intérêt pratique, car lorsque la structure en  $N$  existe on a une relation entre la surpression et la longueur du  $N$  qui est indépendante de l'appareillage. On peut écrire en effet:

$$\frac{\lambda}{r} = \frac{2(\gamma + 1)}{\gamma} \frac{\Delta P}{P_0}$$

avec

- $\lambda = c \Delta T$  longueur de la perturbation entre les deux fronts d'onde,
- $c$  vitesse du son au moment de la mesure,
- $P_0$  pression au moment de la mesure,
- $r$  distance prise suivant le rayon sonore qui sépare le microphone de la trajectoire,
- $\gamma$  rapport des chaleurs spécifiques.

On peut donc calculer  $\Delta P$  à partir des mesures de longueur et de temps, mesures qui peuvent être précises, et en déduire la sensibilité du microphone. L'enregistrement de la courbe de réponse nous renseigne en outre sur la bande passante. On a ainsi un moyen commode d'étalonner un microphone en sensibilité pour des ondes de pressions fortes et de contrôler sa bande passante par une mesure à l'aide d'une onde balistique.

Pour l'étude entreprise à l'O.N.E.R.A. nous avons adopté comme onde de référence l'onde produite par une balle de fusil de 8 mm, de 800 m de vitesse initiale, la mesure se faisant à 5 m de la bouche du fusil et à 1 m de la trajectoire.

Nous avons été également amenés à faire des étalonnages à l'aide d'un commutateur tournant qui établit alternativement une communication entre la chambre d'expériences et deux enceintes de pression connue. Ce procédé permet en particulier le contrôle en basse fréquence des microphones à condensateur par un étalonnage en signaux carrés très basse fréquence.

(Reçu le 9 Novembre 1956.)

## References

- [1] DU MOND, J., Determination of the wave forms and laws of propagation and dissipation of ballistic shock waves. *J. acoust. Soc. Amer.* **18** [1946], 97.
- [2] MATTEL, J., Les mesures d'ondes de choc. *Rech. Aéronaut.* No. 50, Mars/Avril 1956.
- [3] OERTEL, H., Oscillographie d'ondes de choc à l'aide d'une sonde «Corona». Rapport 2/50, Laboratoire de Recherches de St. Louis (France).
- [4] VALLEY, G. et WALLMAN, H., Vacuum tube amplifiers; chapter 2: High fidelity pulses amplifiers. MIT-series, Vol. 18, McGraw Hill Book Co., New York 1948.

## CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DU ZÉRO ABSOLU DES AUDIOMÈTRES\*

par P. CHAVASSE et R. LEHMANN

Centre National d'Études des Télécommunications, Paris

### Sommaire

Le problème de la spécification des audiomètres s'est posé dans de nombreux pays dès 1936, et, depuis cette époque, diverses normes nationales ont été adoptées, différant principalement entre elles par la définition et la valeur du zéro absolu, aux diverses fréquences.

Le but du présent travail est de mettre en évidence la cause et la nature des écarts ainsi constatés et d'exposer les résultats de trois séries d'expériences qui ont été conduites en France, depuis 1942, afin de définir un seuil d'audition normalisé par voie aérienne.

Les auteurs décrivent succinctement les méthodes et l'appareillage utilisés à cet effet, ainsi que la technique qui a été mise en oeuvre pour rapporter les valeurs obtenues sur des oreilles humaines à des valeurs mesurables sur une oreille artificielle.

Ils comparent les résultats ainsi obtenus à ceux qui ont fait l'objet de travaux antérieurs analogues et concluent en proposant des valeurs qui devraient pouvoir servir de base à une discussion internationale ultérieure.

### Zusammenfassung

Seit etwa 1936 sind in vielen Ländern verschiedene nationale Normen bei Audiometer-Messungen festgelegt worden, die sich hauptsächlich in der Definition und dem Wert der Hörschwelle bei verschiedenen Frequenzen unterscheiden.

Es ist das Ziel der vorliegenden Arbeit, die Ursache und die Art der Abweichungen aufzuzeigen und, im Anschluß an die Ergebnisse dreier seit 1942 in Frankreich durchgeführter Versuchsserien, eine für Luftleitung definierte Normal-Hörschwelle zu gewinnen.

Die Autoren geben eine kurze Beschreibung sowohl der hierbei verwendeten Methoden und Apparaturen als auch eines Verfahrens zum Anschluß der an menschlichen Ohren gewonnenen Werte an die an künstlichen Ohren gemessenen Werte.

Sie vergleichen die so gewonnenen Ergebnisse mit denen aus früheren ähnlichen Arbeiten und schlagen zum Schluß Werte vor, die als Grundlage für eine spätere internationale Diskussion dienen könnten.

### Summary

The problem of specification for audiometers has arisen in a number of countries since 1936 and since then diverse standards, differing mainly the definition and value of the absolute threshold at various frequencies, have been adopted.

These differences are discussed in relation to three series of experiments conducted in France since 1942 with a view to defining a standard of minimum audibility for use on airways. The methods and apparatus used and especially the technique of correlating results on artificial and human ears are outlined.

The results are compared with those of previous researches and proposals for submission to an international discussion based thereon are made.

### 1. Généralités

Dès avant la dernière guerre, le problème de la normalisation des audiomètres s'était déjà posé dans divers pays, car les spécialistes s'étaient très vite

aperçus que les écarts considérables existaient entre les résultats obtenus à l'aide d'appareils fabriqués par divers constructeurs.

Naturellement, le paramètre le plus important entrant dans une telle spécification est le zéro absolu de l'appareil, pour toutes les fréquences; c'est, à vrai dire, le seul paramètre pour lequel existent des désaccords importants actuellement entre les

\* Communication présentée au 2<sup>me</sup> Congrès International d'Acoustique, Cambridge, Mass., États Unis, Juin 1956.



données publiées par divers auteurs, car sa détermination exacte offre de nombreuses difficultés de tout ordre. C'est uniquement la détermination du zéro absolu des audiomètres qui fait l'objet du présent travail, c'est-à-dire la détermination des seuils d'audition à l'aide d'écouteurs placés contre l'oreille, à l'exclusion de toute mesure, soit en champ acoustique libre, soit binaurculaire à l'aide d'écouteurs.

L'importance de la valeur exacte de ce zéro n'échappe ni aux médecins, ni aux physiciens, puisque, récemment, deux organismes internationaux (La Société Internationale d'Audiologie et l'Organisation Internationale de Normalisation) ont entrepris, chacun de leur côté, l'étude de cette question. C'est dans le but de contribuer à sa conclusion rapide qu'ont été entreprises, en France, depuis plusieurs années, des séries d'expériences dont nous donnerons les principaux résultats.

## 2. Historique succinct du problème

Ce sont SIVIAN et WHITE [1] qui semblent avoir publié en 1933 les premières valeurs sérieuses de seuils d'audition relevés à l'aide d'écouteurs, dans une large bande de fréquences, malgré les travaux antérieurs de MEYER, VON BÉKÉSY, WEGEL et ses collaborateurs, WAETZMANN et KEIBS en particulier.

Malheureusement, ils n'exécutèrent leurs essais que sur un nombre très restreint d'oreilles et la seule critique que l'on puisse faire, c'est qu'il est peut être hasardeux d'attacher une valeur statistique certaine à leurs résultats. En 1936, BEASLEY [2] exécuta des essais analogues sur plusieurs milliers de personnes, dont 1000 environ furent considérées comme ayant une ouïe normale et ce sont ses résultats qui servirent de base à la norme américaine de 1951. En 1940, STEINBERG [3] et ses collaborateurs exécutèrent sur plusieurs dizaines de milliers de personnes des essais similaires, dont le but principal était, d'ailleurs, plutôt de rechercher la variation de l'acuité auditive en fonction de l'âge, que de déterminer un seuil absolu. Leurs résultats se rapprochaient, d'ailleurs, de ceux de BEASLEY pour les fréquences médianes (entre 750 et 3500 Hz), mais en divergeaient davantage pour les fréquences plus basses et plus élevées. Ceci peut s'expliquer par le fait que les conditions d'essais de ces derniers auteurs étaient peut être mal définies, à cause des bruits résiduels relativement importants existant dans les cabines de mesure. Il faut constater, malgré tout, que les résultats de ces deux dernières séries de mesures différaient notablement de ceux de SIVIAN et WHITE.

En Europe, avant 1940, très peu de travaux analogues avaient été exécutés et les tentatives de normalisation d'audiomètres commencées en France en

1937 ne faisaient appel qu'à des méthodes subjectives en ce qui concerne la détermination du zéro absolu. En 1942, cependant, une série d'essais fut réalisée au Laboratoire International de Téléphonie (S.F.E.R.T.) alors situé à Paris, dont les résultats seront mentionnés dans le prochain chapitre. Il fallut attendre 1952, avec les publications simultanées de DADSON et KING [4] d'une part, et de WHEELER et DIKSON [5] d'autre part, pour obtenir les premières tentatives de normalisation. Ce sont, d'ailleurs, les résultats totalement semblables de ces auteurs qui ont servi de base à la récente norme britannique de 1954. Il est très intéressant de remarquer, à cet égard, que ces résultats se rapprochent remarquablement de ceux de SIVIAN et WHITE.

Les écarts très importants relevés entre la norme américaine de 1951 et les résultats britanniques de 1952 nous ont amenés à compléter les mesures faites en 1942 par deux séries d'essais respectivement exécutées en 1953 et en 1955.

## 3. Appareillage et technique utilisés, Résultats

Nous examinerons successivement le type d'appareillage utilisé lors de ces diverses séries d'expériences, les principes utilisés pour la réalisation de l'oreille artificielle de référence, et, enfin, les résultats obtenus.

### 3.1. Appareillage utilisé

L'appareillage utilisé pour les expérimentations, tant en 1942 qu'en 1953 et en 1955, était naturellement de très haute qualité et comprenait principalement:

- un oscillateur basse fréquence du type interférentiel, stable et sans distorsion,
- un affaiblisseur continu de 100 dB dont la précision était supérieure à 0,5 dB,
- des écouteurs électrodynamiques ayant des caractéristiques stables et relativement linéaires, dont on a déterminé ex contrôlé l'efficacité absolue à l'aide d'une oreille artificielle,
- une oreille artificielle dont on verra succinctement dans le prochain paragraphe les principes de réalisation,
- un dispositif lumineux permettant au sujet examiné d'indiquer le moment où il percevait le son.

### 3.2. Technique de mesure

Les seuils étaient pris, à chaque fréquence de mesure, à l'aide de sons d'intensité croissante et la valeur du seuil prise en considération était la moyenne de trois mesures consécutives exécutées à chacune de ces fréquences.

De plus, à chaque fréquence, le seuil était relevé cinq fois consécutivement et les valeurs la plus basse



et la plus élevée étaient systématiquement abandonnées dans le calcul du seuil relatif à la fréquence considérée.

Les sujets, très peu nombreux d'ailleurs, qui donnaient des réponses trop inégales qui ne permettaient pas de calculer une moyenne statistiquement satisfaisante, étaient éliminés et leurs résultats n'ont pas été pris en considération dans le calcul des seuils moyens.

Aucune sonde microphonique n'a été utilisée pour la détermination des pressions acoustiques correspondant au seuil, car il nous semble que l'étalonnage d'une telle sonde présente d'assez grosses difficultés, surtout dans les conditions dans lesquelles un tel étalonnage doit être exécuté (sur un coupleur ou sur une oreille humaine). Les résultats qu'elle fournit sont, de ce fait, trop peu précis.

A chaque fréquence d'essai, le seuil moyen était calculé en faisant la moyenne des seuils individuels déterminés comme il vient d'être dit. A cet égard, il a été très intéressant de constater que si on ne prenait pas en considération, pour le calcul du seuil moyen, les seuils des sujets qui s'écartaient de plus de 10 dB de cette moyenne, le seuil moyen ne variait pratiquement pas, comme le montre la Fig. 1 relative aux essais de 1942:

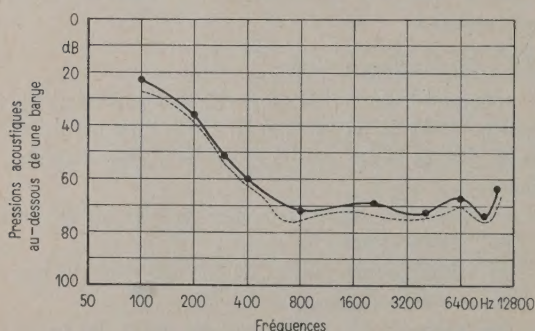


Fig. 1. Influence de l'élimination des sujets dont les seuils s'écartent de plus de 10 dB de la moyenne sur les seuils obtenus lors des essais de 1942 (seuils rapportés au coupleur de 17 cm<sup>3</sup> dans l'hydrogène);

— seuils sans élimination,  
 --- seuils avec élimination.

L'oreille opposée à l'oreille testée n'était protégée par aucun dispositif (ni écouteur, ni bouchon d'oreille).

### 3.3. L'oreille artificielle utilisée pour les étalonnages

Cette oreille a été succinctement décrite par l'un de nous en 1950 [6]. Elle a été réalisée expérimentalement à partir d'une cinquantaine de maquettes de forme, de volume et de constitution différents, en plaçant un sel de Seignette mince et très petit

(3 à 4 mm de côté) dans le pavillon de trois types d'écouteurs différents (dynamique-magnétique et piézo-électrique) et en recherchant la maquette permettant l'obtention de la courbe de réponse de chaque ensemble écouteur-sel de Seignette aussi voisine que possible de la courbe moyenne obtenue sur plusieurs oreilles humaines normales.

Sans revenir en détail sur le principe de réalisation de cet appareil, on peut espérer, de cette façon, avoir obtenu une véritable oreille artificielle et non un simple coupleur.

Elle a été conçue en considérant toujours, comme pression de référence, la pression acoustique dans le plan tangent au pavillon de l'oreille et non la pression à l'entrée du canal auditif, comme cela a été fait en Grande Bretagne. C'est la pression minimum audible exercée dans ce plan qui est prise comme pression relative au seuil. Il est bien certain que cette convention est arbitraire et que c'est la pression exercée sur le tympan qui devrait vraisemblablement être prise en considération, mais sa détermination est délicate et dangereuse pour l'oreille, car elle nécessite l'utilisation d'une sonde microphonique.

### 3.4. Les essais de 1942 et 1943

Les essais<sup>1</sup> furent exécutés à une quinzaine de fréquences sur 200 oreilles environ, toutes cliniquement saines (seules les oreilles droites ont été testées).

Les sujets étaient âgés entre 20 et 40 ans environ. L'écouteur utilisé était un électrodynamique Western-Electric, type 705 A.

Les sons étaient présentés à l'oreille de façon continue, c'est-à-dire sans utiliser de périodes de coupure.

Les résultats obtenus sont donnés sur la Fig. 2 où les trois courbes représentent les seuils moyens rapportés aux coupleurs normalisés du S.F.E.R.T. de 4 et 17 cm<sup>3</sup> dans l'hydrogène, ainsi qu'à l'oreille artificielle du C.N.E.T.

### 3.5. Les essais de 1953

Ils furent exécutés<sup>2</sup> au Département Acoustique du C.N.E.T. et portèrent également sur 200 oreilles environ (droites et gauches) toutes cliniquement saines.

Les sujets examinés étaient âgés de 18 à 30 ans environ.

L'écouteur utilisé était un Mélodium électrodynamique type 85 E (voir la courbe sur la Fig. 4).

Les sons étaient également présentés à l'oreille

<sup>1</sup> Essais exécutés par M. BONHOMET.

<sup>2</sup> Essais exécutés par Mme. GAYRARD.



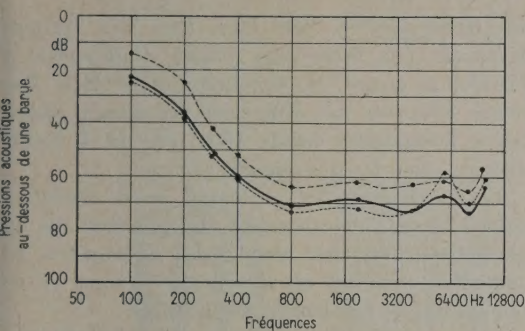


Fig. 2 Résultats des essais effectués en 1942 et 1943 rapportés aux deux coupleurs normalisés du S.F.E.R.T. de 4 et 17 cm<sup>3</sup> (dans l'hydrogène) et à l'oreille artificielle du C.N.E.T.;  
— seuils rapportés au coupleur de 17 cm<sup>3</sup> du S.F.E.R.T.,  
- - - - - seuils rapportés au coupleur de 4 cm<sup>3</sup> du S.F.E.R.T.,  
..... seuils rapportés à l'oreille artificielle du C.N.E.T.

de façon croissante et continue, sans périodes de coupure.

Les résultats obtenus sont donnés sur la Fig. 3 où la courbe représente les seuils moyens rapportés à l'oreille artificielle du C.N.E.T.

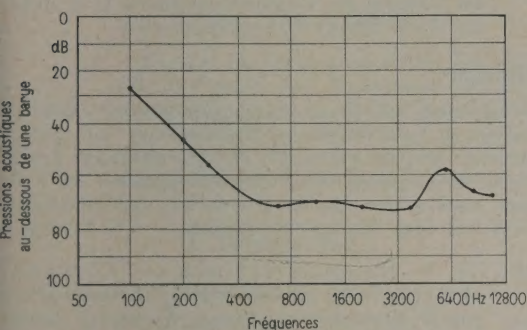


Fig. 3. Résultats des essais effectués au C.N.E.T. en 1953, rapportés à l'oreille artificielle du C.N.E.T.

### 3.6. Les essais de 1955

Ils furent également exécutés<sup>3</sup> dans les mêmes conditions que les précédents et ne portèrent que sur une trentaine d'oreilles, droites et gauches, toutes cliniquement saines.

Les sujets examinés étaient âgés de 18 à 25 ans. L'écouteur utilisé était un électrodynamique Lea type E, nouveau, modèle de très haute qualité (voir Fig. 4).

Le but principal de ces essais était de compléter les résultats précédemment obtenus en 1953 et de

déterminer la différence entre les seuils ascendants et descendants. Les sons étaient toujours présentés de façon continue, sans coupure.

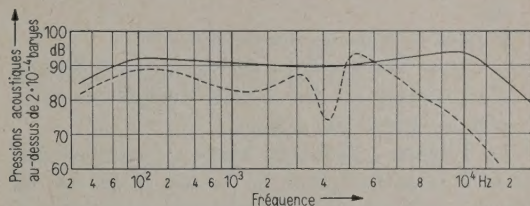


Fig. 4. Écouteurs dynamiques (Tension constante de 50 mV);  
— Lea, type E,  
- - - - - Mélodium, type 85.

Les résultats obtenus sont donnés sur la Fig. 5 où les deux courbes représentent les seuils moyens rapportés à l'oreille artificielle du C.N.E.T., pour des sons d'intensité croissante et décroissante.

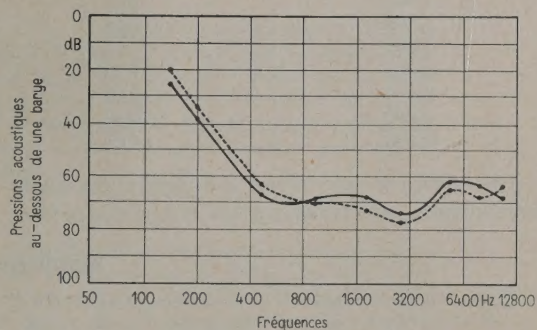


Fig. 5. Résultats des essais effectués au C.N.E.T. en 1955, rapportés à l'oreille artificielle du C.N.E.T.;  
— seuils avec sons d'intensité décroissante,  
- - - - - seuils avec sons d'intensité croissante.

### 4. Conclusions

Les Figs. 2, 3 et 5 montrent, malgré l'habileté des opérateurs, la qualité du matériel utilisé et les précautions prises, une certaine dispersion des résultats, principalement aux basses fréquences (inférieures à 500 Hz) et aux environs de 5 à 6000 Hz (résonance probable du canal auriculaire). Dans les fréquences médianes, par contre, entre 500 et 5000 Hz, la concordance des résultats est meilleure, ainsi, d'ailleurs, qu'au-dessus de 6000 Hz, quoique légèrement moins bonne.

Les causes de cette dispersion sont nombreuses et diverses; on peut citer:

- les impédances acoustiques et mécaniques différentes des écouteurs utilisés,
- la force d'application sur l'oreille (de l'ordre de 200 g) non toujours constante,

<sup>3</sup> Essais exécutés par Mme. GAYRARD.



- les erreurs possibles sur l'étalonnage électro-acoustique de l'appareillage utilisé,
- l'âge non exactement semblable des sujets examinés,
- le nombre d'oreilles testées différent,
- la forme des pavillons des écouteurs différente, d'où contact sur les oreilles différent et fuites plus ou moins importantes.

Le Tableau I donne les seuils actuellement proposés à la normalisation en France et qui ont été déduits des trois séries d'expériences précédemment décrites.

Tableau I

Fréquences (Hz)	Seuils en décibels au-dessus de 1 barye (à $\pm 0,5$ dB)
125	–32,5
250	–52,5
500	–66,0
1 000	–70,5
2 000	–71,5
3 000	–72,5
4 000	–72,0
6 000	–68,5
8 000	–66,0
10 000	–63,5

Ces valeurs se rapprochent sensiblement des seuils britanniques, principalement aux fréquences média-

nes (entre 250 et 3500 Hz); elles s'en écartent davantage aux fréquences basses (inférieures à 250 Hz) et aiguës (supérieures à 3500 Hz). Par contre, elles sont très différentes des valeurs américaines normalisées depuis 1951 (de 12 à 15 dB environ, selon les fréquences).

Nous espérons, avec ce travail, avoir contribué quelque peu à l'avancement du problème de la spécification du zéro absolu des audiomètres et souhaitons vivement un accord international en ce domaine, aussi rapidement que possible.

(Reçu le 20 Août 1956.)

## Bibliographie

- [1] SIVIAN, L. J. et WHITE, S. D., On minimum audible sound fields. J. acoust. Soc. Amer. 4 [1933], 288.
- [2] BEASLEY, C. W., Clinical investigation on hearing in the general population. National Health Survey Hearing Studies, No. 1, 2, 3, 4, 5 et 6, 1936.
- [3] STEINBERG, J. C., MONTGOMERY, H. C. et GARDNER, M. B., Results of the world fairs hearing test. J. acoust. Soc. Amer. 12 [1940], 291.
- [4] DADSON, R. S. et KING, J. H., A determination of the normal threshold of hearing and its relation to the standardization of audiometers. J. Laryng. Otol. 66 [1952], 366.
- [5] WHEELER, L. J. et DIKSON, D. D., The determination of the threshold of hearing. J. Laryng. Otol. 66 [1952], 379.
- [6] CHAVASSE, P., L'oreille artificielle du Centre National d'Études des Télécommunications. C. R. Acad. Sci. Paris 230 [1950], 1390.

## Buchbesprechungen

A. WIRK und H. G. THILO, Niederfrequenz- und Mittelfrequenz-Meßtechnik für das Nachrichtengebiet. S. Hirzel Verlag, Stuttgart 1956, VIII, 234 Seiten, 223 Bilder, 16 cm  $\times$  23 cm, Ganzleinen DM 28,–.

Als Analogon zur „Hochfrequenz-Meßtechnik“ von O. ZINKE, inhaltlich jedoch davon unabhängig, legen die Verfasser eine Übersicht über die Niederfrequenz-Meßtechnik vor. Diese zusammenfassende Darstellung einer Meßtechnik, die sich in den letzten Jahrzehnten stark ausgeweitet hat und ganz andere Wege gegangen ist als die frequenzmäßig verwandte, hier aber ausdrücklich ausgenommene Starkstrommeßtechnik, wird sicher von vielen Seiten begrüßt werden. Der Band behandelt, um nur die wichtigsten Stichworte zu nennen, neben den gebräuchlichen Meßmethoden die Meßstromquellen, Meßgeräte für Strom, Spannung, Leistung, Frequenz, Klirrfaktor und komplexe Widerstände sowie Meßempfänger, Analysatoren und Überwachungsgeräte für nachrichtentechnische Anlagen. Die Verfasser lehnen sich dabei stark an das auf diesem Gebiet sicher nahezu lückenlose Siemens-Fertigungsprogramm an.

Die übersichtliche und leicht faßliche Darstellung des Stoffes dürfte das Buch gleich wertvoll für Ingenieure wie für Studierende der Nachrichtentechnik machen. Insbesondere wird dem Praktiker eine Fülle von Hinweisen geboten. Der Physiker möchte dagegen wünschen, daß der Inhalt nicht so eng auf den Bedarf der Nachrichtentechnik oder sogar nur der Leitungstechnik abgestimmt wäre, indem beispielsweise auch Span-

nungsmesser mit hohem Eingangswiderstand (Röhrenvoltmeter) oder Breitband-Meßverstärker mit aufgenommen worden wären. Ob die teilweise recht detaillierte Beschreibung von Siemens-Meßgeräten im Rahmen eines solchen Buches erforderlich und wünschenswert war, mag dahingestellt bleiben. G. KURTZE

Musik – Raumgestaltung – Elektroakustik; 19 Abhandlungen, herausgegeben von W. MEYER-EPPLER. Ars viva Verlag (H. Scherchen) GmbH., Mainz 1955, 142 Seiten, zahlreiche Bilder, Tabellen und graphische Darstellungen. DIN A 5, broschiert DM 7,50.

Das Buch enthält in deutsch die Vorträge, die auf dem von HERMANN SCHERCHEN einberufenen internationalen Kongreß „Musik und Elektroakustik“ im August 1954 in Gravesano gehalten wurden. Sein Inhalt ist daher den Lesern der Acustica aus dem Tagungsbericht von W. MEYER-EPPLER (Band 4 [1954], 680) bekannt.

Der Schlußsatz der Einleitung des Buches lautet: „Durch bewußten Verzicht auf ausführliche mathematische Formulierungen wurde angestrebt, das Buch besonders demjenigen zugänglich zu machen, dem es in erster Linie dienen soll: dem wissenschaftlich interessierten Musiker.“ Dennoch bieten die meisten Vorträge auch dem Akustiker etwas für seine „akustische Allgemeinbildung“ – als extreme Beispiele: MATYAS SEIBER „Musik für Zeichenfilme“ oder PIERRE SCHAEFFER „Zur Situation der Versuche elektroakustischer Klanggestaltung“ (ein Rechtfertigungsversuch der konkreten Musik). G. R. SCHODDER